Himmelsdurchmusterung mit dem HEGRA Szintillatorfeld

Suche nach räumlichen Anisotropien der kosmischen Strahlung im Energiebereich oberhalb von 20 TeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von:
Dirk Schmele
aus Wolfsburg

Hamburg 1998

Vorsitzender des Promotionsausschusses	**Herr Prof. Dr. F.-W. Büßer**
Gutachter der Dissertation:	**Herr Prof. Dr. G. Heinzelmann** **Herr Prof. Dr. H. J. Gils**
Datum der Disputation:	**10.07.1998**
Gutachterin / Gutachter der Disputation:	**Herr Prof. Dr. G. Heinzelmann** **Frau Prof. Dr. B. Naroska**

— Abstract —

A search for spatial anisotropies of the cosmic ray arrival directions is performed. The analysis is based on 450 million airshowers with energies above 20 TeV, registered by the scintillator array of the HEGRA experiment ($17.9°$ west, $28.8°$ north) between November 1993 and June 1996.
Amplitude and phase of the sidereal dipolmoment are determined to $A_{sid} = (0.11 \pm 0.01 - 0.08)\%$ and $\Phi_{sid} = (23.9 \pm 0.2 \pm 2.7)$h. The comparison of the measured dipolmoment on solar time scale with the predicted solar Compton-Getting effect is used to estimate the systematic uncertainty in sidereal dipolmoment.
Further analyses are based on twodimensional sky maps. These sky maps express the significance of differences in background expectation and data distribution. The background expectation is calculated from the data as modeled measurement of a purely isotropic cosmic ray distribution, taking into account the conditions of the measurement. Attention is payed to variable detector setups, deadtime of the data acquisition, sensitivity in local coordinates and weather influences. Any anisotropic signal is expected to be caused by gamma rays in addition to an isotropic background of charged cosmic rays.
Sky maps for search radii from $0.5°$ and $10°$ are described. No signal with a significance greater 5σ has been found for any solid angular scale. All flux upper limits are in good agreement with other analyses.
The flux upper limit for gamma radiation from the galactic disk is the most limiting one for the spectral slope of gamma rays from the disk between 50 GeV and 130 TeV. The ratio of the upper limit and the cosmic ray flux is calculated to be $\Phi_\gamma/\Phi_{cr}(E \geq 42TeV) \leq 1.6 \cdot 10^{-4}$. The most significant ($3.1\sigma$) extended structure is the Gould belt.
A search for a photonic signal from intergalactic cascades, initiated by highest energy cosmic rays, is performed. The generic source created by superposition of arrival directions of 10 events above GKZ cutoff results in an excess with a chance probability of 2.8%. An extended source region (radius $2.75°$) with a significance of 4.2σ is detected near the position of the highest energy event (Fly's Eye 320 EeV shower). The chance probability of this excess is 1.8%. Under the hypothesis, the signal is caused by an intergalactic cascade feed by a steady state proton source, we calculate the upper limit for the source distance to be 27 Mpc.

— Kurzfassung —

Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Suche nach räumlichen Anisotropien in der Ankunftsrichtungsverteilung der kosmischen Strahlung. Die Datenbasis der Analyse bilden 450 Millionen Luftschauer mit Energien oberhalb 20 TeV, die mit dem Szintillator-Feld des HEGRA Experiments ($17.9°$ west, $28.8°$ nord) im Zeitraum von November 1993 bis Juni 1996 gemessen wurden.
Das siderische Dipolmoment der Ankunftsrichtungsverteilung wird mit der Amplitude $A_{sid} = (0.11 \pm 0.01 - 0.08)\%$ und der Phase $\Phi_{sid} = (23.9 \pm 0.2 \pm 2.7)$h bestimmt. Die Abweichung des gemessenen solaren Dipolmoment vom vorhergesagten solaren Compton-Getting-Effekt wird zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit der Amplitude A_{sid} verwendet.
Weitere Untersuchungen basieren auf zweidimensionalen Himmelskarten (Signifikanzkarten). Die Berechnung der Untergrunderwartung erfolgte auf der Basis der Daten als Modellierung der Messung einer isotrop verteilten kosmischen Strahlung unter Beachtung der realen Meßbedingungen, wie zeitlich variable Detektorkonfiguration, effektive Totzeit, Nachweiswahrscheinlichkeit in Horizontal- und Azimutwinkel und Wettereinflüsse. Bei den Untersuchungen wird davon ausgegangen, daß sich ein anisotropes Signal der kosmischen Gammastrahlung über dem isotropen Untergrund der Teilchenstrahlung abzeichnet.
Himmelskarten werden für Suchradien von $0.5°$ bis $10°$ erstellt. Auf keiner Raumwinkelskala (Suchradius $0.5°$ bis $10°$) kann innerhalb der Sensitivität des Datensatzes eine signifikante ($\geq 5\sigma$) Quelle nachgewiesen werden und die Flußobergrenzen sind in guter Übereinstimmung mit anderen Analysen.
Die ermittelte Flußobergrenze eines Signals der galaktischen Ebene schränkt den spektralen Verlauf der Gammastrahlung aus der Ebene zwischen 50 GeV und 130 TeV im Vergleich zu Obergrenzen anderer Experimente am stärksten ein. Als Quotient zur kosmischen Strahlung stellt sich diese Obergrenze als $\Phi_\gamma/\Phi_{KS}(E \geq 42TeV) \leq 1.6 \cdot 10^{-4}$ dar. Die signifikanteste Bandstruktur ist der Gould-Gürtel, der sich mit 3.1σ im Gesamtdatensatz zeigt.
Die Suche nach einem photonischen Signal intergalaktischer Kaskaden, initiiert durch die kosmische Strahlung höchster Energien, erbringt aus der Überlagerung von 10 Positionen, an denen Schauer mit Energien oberhalb der GKZ-Cutoffs gemessen wurden, eine positiven Signifikanz mit einer Zufallswahrscheinlichkeit von 2.8%. Eine ausgedehnte (Radius $2.75°$) Quellregion (4.2σ) wird nahe der Position des höchstenergetischen Schauers (Fly's Eye 320 EeV Schauer) mit eine Zufallswahrscheinlichkeit von 1.8% gefunden. Unter der Hypothese, daß diese Überhöhung ein Signal einer intergalaktischen Kaskade darstellt und von einer zeitlich kontinuierlich strahlenden Protonenquelle gespeist wird, kann die Quellentfernung zu weniger als 27 Mpc berechnet werden.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

hic sunt leonis ...

Der Name "**kosmische Strahlung**" stellt einen Sammelbegriff für hochenergetische Strahlung dar, die die Erde aus dem Kosmos erreicht. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sei hierunter die kosmische Gammastrahlung (Photonen) und die geladene kosmische Teilchenstrahlung (Atomkerne), jeweils oberhalb einer Energie von 20 TeV, verstanden und beide im Begriff kosmische Strahlung zusammengefaßt.
Die Entdeckung dieser Strahlung wird Viktor Hess [Hess, 1912] zugeschrieben, der bei Ballonflügen eine mit der Flughöhe ansteigende Intensität einer ionisierenden Strahlung maß. Ende der dreißiger Jahre wurde am Jungfrau-Joch nachgewiesen, daß die primäre kosmische Strahlung in der Atmosphäre Kaskaden von sekundären Teilchen erzeugt, die sogenannten ausgedehnten Luftschauer [Auger et al., 1939].
Das **HEGRA** (**H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomy) Experiment wurde 1989 mit dem Ziel gegründet, die primäre kosmische Strahlung mittels Luftschauermessungen zu untersuchen und insbesondere nach Quellen der kosmischen Gammastrahlung zu suchen. In der Folgezeit wurde der Aufbau beständig erweitert. Der Detektorkomplex befindet sich auf der kanarischen Insel La Palma in einer Höhe von 2200 m und erstreckt sich über eine Fläche von 200 m $\times$ 200 m. Der Betrieb und die Datenauswertung erfolgen in einer deutsch-spanisch-armenischen Zusammenarbeit.
In der vorliegenden Arbeit werden zur Analyse ausschließlich Daten des Szintillator-Feldes (einem Bestandteil des Detektorkomplexes) verwendet. Dieser Detektorteil weist Luftschauer durch die Technik des 'Schauerfrontsamplings' nach. Hierunter versteht man die Messung der Ankunftszeit und der Energiedichte der Teilchenfront eines einfallenden Luftschauers an mehreren räumlich getrennten Positionen.
Von besonderem Interesse ist die kosmische Gammastrahlung, da sie in Magnetfeldern nicht abgelenkt wird und ihre Ankunftsrichtung damit auf den Entstehungsort zurück weist. Die nicht-photonische Teilchenstrahlung hat dagegen auf Grund des kleinen Gyroradius jede Richtungsinformation über ihren Ursprung verloren. Die Arbeitshypothese ist deshalb, daß ein in der Verteilung der Ankunftsrichtungen der Schauer räumlich anisotropes Photonsignal zusätzlich zu einem in den Ankunftsrichtungen räumlich isotrop verteilten Teilchenuntergrund existiert. Der kleine Anteil von Photonen in der gesamten Strahlung bedingt dabei ein sehr kleines Signal-zu-Untergrund-Verhältnis.
Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, eine solche **räumliche Anisotropie** in der Verteilung der Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung zu suchen. Hierzu wird eine Karte des für HEGRA sichtbaren Himmelsbereichs erstellt, die es erlaubt, Anisotropien auf einer frei wählbaren Raumwinkelskala zu suchen. Da die Energieschwelle des Detektors stark vom Zenitwinkel der Messung abhängt, ist hier eine Intensitätskarte der kosmischen Strahlung ungeeignet und es wird die Darstellung als Signifikanzkarte gewählt. Diese drückt die Deutlichkeit der Abweichung einer Messung von einer Untergrunderwartung aus. Als Untergrunderwartung wird eine isotrope Verteilung der Ankunftsrichtung angenommen und eine neue Methode zur Berechnung dieses Untergrundes entwickelt. Die so bestimmte Untergrunderwartung ermöglicht eine Suche nach Quellbereichen beliebiger Ausdehnung.
Im Gegensatz zu anderen Himmelsdurchmusterungen wird in der vorliegenden Arbeit damit die Abweichung zu einer isotropen Verteilung der Ankunftsrichtungen bestimmt

und nicht die Fluktuation der Intensitäten in kleinen Raumwinkelbereichen untersucht, wie es für Himmelsdurchmusterungen auf der Basis von Punktquellensuchen der Fall ist. Primär geht man davon aus, daß eine solche Anisotropie photonischen Ursprungs sein soll. Es gibt jedoch auch Motivationen, eine Anisotropie in der nicht-photonischen Teilchenkomponente zu erwarten, wobei man auf Grund des kleinen Gyroradius von einer sehr nahen Ursache ausgeht, wie sie z.B. die Deformation des Flusses durch Magnetfeldinhomogenitäten im lokalen Spiralarm darstellt.
Der Nachweis von Quellen kosmischer Gammastrahlung bei Energien oberhalb von 1 TeV konnte bisher lediglich in weniger als 10 Fällen durch die spezielle Meßtechnik der Cherenkov-Teleskope erbracht werden. Die Meßmethode bedingt, daß es sich hierbei um Punktquellen handelt. Ausgedehnte Objekte, wie z.B die Ebene der Milchstraße oder Molekülwolken, sind in diesem Energiebereich bisher nicht mit positiver Evidenz gemessen worden.

Wir bewegen uns damit auf einem Gebiet, welches auf altertümlichen Landkarten mit **'hic sunt leonis'** (lat. *Hier* [, in diesem unerforschten Gebiet,] *sind Löwen / Ungeheuer* [zu erwarten.]) als unerforscht gekennzeichnet wäre.

Die Arbeit gliedert sich in zwei Hauptteile und einen Anhang. Im ersten Teil werden die Grundlagen der Analysen geschaffen, und der zweite Teil beschäftigt sich mit der eigentlichen Suche nach räumlichen Anisotropien der kosmischen Strahlung.

Kapitel 1 beschreibt die kosmische Strahlung, wie sie sich insbesondere für den HEGRA Detektor darstellt. Anschließend werden der Detektor und die Datennahme beschrieben. In Kapitel 4 werden die Winkelauflösung und die Energieschwelle des Szintillator-Feldes aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnen. Danach wird die Aufbereitung der Daten und in Kapitel 6 die Selektion des letztendlich verwendeten Datensatzes beschrieben.

Im zweiten Teil wird nach einer kurzen Einleitung und Begriffsdefinition zunächst nach einem Dipolmoment in der Verteilung der Ankunftsrichtungen gesucht. Hierbei wird ein übliches Verfahren an die Gegebenheiten des HEGRA Szintillator-Feldes angepaßt. In den anschließenden Kapiteln wird eine andere Analysemethode verwendet und in Kapitel 9 die dazu notwendige Methode der Berechnung der Untergrunderwartung beschrieben. Aus dem Vergleich dieses Untergrundes mit den gemessenen Daten ergeben sich Signifikanzkarten des beobachtbaren Himmels. Diese Himmelskarten werden in Kapitel 10 für verschiedene Suchradien detailliert beschrieben.
Die weiteren Kapitel analysieren die Himmelskarten nach speziellen Fragestellungen. So wird in Kapitel 11 eine Bandstruktur erhöhter Signifikanzen untersucht, die sich in den Karten abzeichnet. In Kapitel 12 wird nach Punktquellen der kosmischen Gammastrahlung und in Kapitel 13 nach Quellen mit einer Ausdehnung von einigen Grad gesucht.
In Kapitel 14 wird nach einem Signal einer intergalaktischen Kaskade gesucht. Hier wird davon ausgegangen, daß es eine extragalaktische Quelle als Ursprung der kosmischen Strahlung der höchsten Energien gibt und diese beständig Protonen abstrahlt. Diese Protonen mit Energien oberhalb von 50 EeV erzeugen durch Wechselwirkung mit der 3 K Hintergrundstrahlung eine Teilchenkaskade, deren Produkte als TeV-Photonen auf der Erde nachweisbar sein sollten.

Es folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse und der Anhang, der die in der Analyse genutzten Wetterdaten und die verwendeten mathematischen Methoden kurz beschreibt.

Teil I

Grundlagen und Vorbereitungen

1. Die kosmische Strahlung

Wie in der Einleitung erwähnt, stellt der Name "**kosmische Strahlung**" einen Sammelbegriff für hochenergetische Strahlung dar, die die Erde aus dem Kosmos erreicht. Im Rahmen des HEGRA (**H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomie) Experiments (siehe Kapitel 2) werden unter diesem Begriff Photonen und Atomkerne mit einer Energie oberhalb einiger 100 GeV zusammengefaßt. In der vorliegenden Arbeit wird diese Strahlung durch die Wahl der verwendeten Detektorkomponente auf Energien oberhalb von 20 TeV beschränkt.

Trifft ein Teilchen dieser sogenannten **primären kosmischen Strahlung** auf die Erdatmosphäre (Abb. 1.1 illustriert dies für ein primäres Photon), so kommt es zu einer Wechselwirkung des eindringenden Teilchens mit einem Atomkern der Luft und in deren Folge zur Erzeugung sekundärer Reaktionsprodukte. Nach dieser ersten Wechselwirkung bildet sich aus Wechselwirkungen der Reaktionsprodukte mit der Luft eine Kaskade weiterer Reaktionen und Sekundärprodukte aus. Diese Kaskade bildet den sogenannten **ausgedehnte Luftschauer** (engl. extensive airshower – EAS).

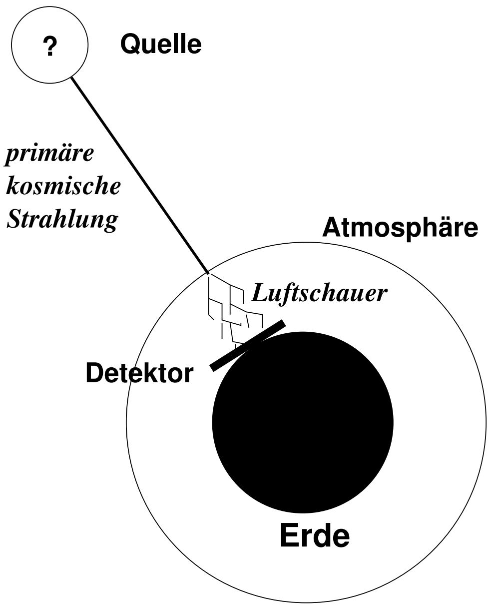


Abb. 1.1: Kosmische Strahlung am Beispiel eines Photons

In seiner Entwicklung behält der Schauer die Einfallsrichtung des Primärteilchens als Symmetrieachse bei. In der lateralen Verteilung bildet sich eine, in erster Näherung, radialsymmetrische Verteilung senkrecht zur Schauerachse aus. Diese Struktur wird als Schauerfront bezeichnet. Die Teilchendichte ist in der Nähe der Schauerachse am höchsten. Die Dicke der Teilchenfront beträgt in der Nähe der Schauerachse rund 1 m und wächst im Abstand zur Schauerachse von 100 m auf rund 5 m. Die Zahlen dienen hier lediglich als grober Anhaltspunkt und variieren selbstverständlich mit der Art und der Energie des Primärteilchens.

Einige Komponenten des HEGRA Detektors, z.B. das in der vorliegenden Arbeit verwendete Szintillator-Feld, bedienen sich zur Messung von Luftschauern der Methode der Schauerfrontmessung, auch **Schauerfrontsampling** genannt. Hierbei wird an mehreren räumlich getrennten Punkten einer Detektorebene die Ankunftszeit und die Teilchendichte der Schauerfront mit einzelnen Meßstationen gemessen.

Die primäre kosmische Strahlung ist damit für den HEGRA Detektor nur indirekt durch den Nachweis ausgedehnter Luftschauer meßbar. Aus der Ankunftszeitverteilung ist es möglich die Einfallsrichtung des Primärteilchens zu rekonstruieren. Dies ist im Weiteren die wesentliche Größe der Luftschauer, die in den Analysen verwendet wird. Die Auswertung der Meßdaten, die per Schauerfrontsampling von jedem Schauer gemessen werden, wird in Kapitel 5 beschrieben.

Nach diesem vereinfachten Überblick wird zunächst die primären Strahlung und anschließend der Luftschauer im Detail beschreiben.

1.1 Primäre kosmische Strahlung

Wie oben erwähnt, mißt HEGRA die primäre photonische und hadronische Komponente und die vorliegende Analyse beschränkt sich auf Energien oberhalb von 20 TeV.
Die Analyse der Photonkomponente wird meist als **'Gamma-Astronomie'** bezeichnet. Da die Einfallsrichtung der Photonen direkt auf ihren Erzeugungsort schließen läßt, ist es zumindest theoretisch möglich, analog zu allen anderen Wellenlängen, Astronomie zu betreiben.
Die hadronische Komponente wird in der sogenannten **'chemischen Komposition'** analysiert. Unter diesem Begriff versteht man die Bestimmung der relativen Häufigkeit der Hadronen als Funktion der Energie. Die elektrisch geladenen Teilchen haben durch Wechselwirkungen mit Magnetfeldern zumeist jede Richtungsinformation über ihren Ursprung verloren. Sie geben nur Aufschlüsse über das letzte Stück ihrer Ausbreitung.
Hadronen mit extrem hoher Energie (E$>$ 1 EeV) werden von galaktischen und extragalaktischen Magnetfeldern nur sehr gering abgelenkt und zeigen daher analog zu den Photonen auf ihren Entstehungsort zurück. Mit diesen Teilchen ist prinzipiell eine sogenannte **'Hadron-Astronomie'** möglich.
Kosmische Strahlung solch hoher Energie ist mit dem HEGRA Detektor praktisch nicht meßbar, da für den sehr kleinen Fluß die Nachweisfläche nicht ausreicht. Theoretisch kann diese Strahlung mit HEGRA Messungen indirekt über die sogenannte **'intergalaktische Kaskade'** (siehe Kapitel 1.2.4) nachgewiesen werden. Dieses Thema wird nochmal in den Analysen in Kapitel 14 aufgegriffen.

1.1.1 Gamma-Astronomie

Im gesamten Spektrum der isotropen Photonenstrahlung bildet der Anteil der kosmischen Strahlung, die man auch als Gammastrahlung bezeichnet, das hochenergetische Ende. Abbildung 1.2 zeigt eine exponentiell abfallende Intensität vom Röntgenbereich bis hin zu 50 GeV. Oberhalb dieser Energie ist die isotrope Gammastrahlung nicht spektral erfaßt und es ist lediglich möglich obere Grenzen des möglichen Photonflusses zu ermitteln.
Die Whipple[1] Kollaboration bestimmt die Obergrenze des Verhältnisses von Photonenfluß Φ_γ zum Fluß der gesamten kosmischen Strahlung Φ_{KS} für Energien oberhalb von 400 GeV zu

$$\frac{\Phi_\gamma}{\Phi_{KS}}(E \geq 400\text{GeV}) \leq 1.1 \cdot 10^{-3} \qquad \text{[Reynolds et al., 1993]} \tag{1.1}$$

Das JACEE[2] Experiment bestimmt die obere Grenze des isotropen Photonflusses oberhalb von 3 TeV mit

$$\frac{\Phi_\gamma}{\Phi_{KS}}(E \geq 3\text{TeV}) \leq 5.6 \cdot 10^{-4} \qquad \text{[Takahashi et al., 1995]} \tag{1.2}$$

HEGRA bestimmt den Anteil der isotropen Gammastrahlung im Energieintervall von 65 TeV bis 200 TeV mit folgender Obergrenze

$$\frac{\Phi_\gamma}{\Phi_{KS}}(65\text{TeV} \leq E_\gamma \leq 200\text{TeV}) \leq 10.3 \cdot 10^{-3} \qquad \text{[Karle et al., 1995b]} \tag{1.3}$$

Bei Energien oberhalb von 100 TeV ist die großräumige Ausbreitung von Photonen durch Wechselwirkung mit dem Hintergrundfeld der 3 K Strahlung stark unterdrückt, da hier

[1] 'Whipple' wird das Cherenkov-Teleskop genannt, welches am 'Fred Lawrence Whipple Observatory' (Arizona, USA) betrieben wird

[2] JACEE – **J**apanese-**A**merican **C**ollaborative **E**mulsion **E**xperiment, eine Experiment-Serie von Ballonflügen in Höhen von rund 40 km

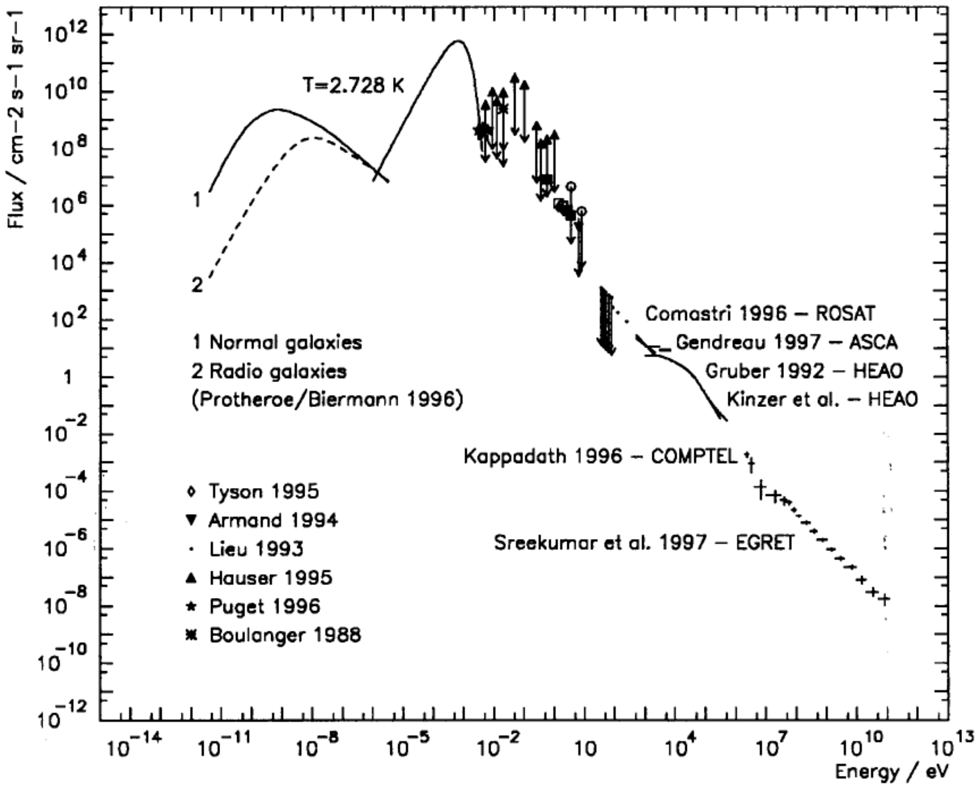


Abb. 1.2: Energiespektrum der kosmischen Photonstrahlung nach [Meyer, 1997]

Elektron-Positron-Paarerzeugung möglich ist. Es wird davon ausgegangen, daß zumindest mit einer extragalaktischen Photonkomponente oberhalb von 100 TeV nicht zu rechnen ist.

Neben dem isotropen Anteil der Gammastrahlung gibt es die sogenannten diffuse Komponente. Diffus ist sie in sofern, als daß sie sich keiner eindeutigen Quelle zuordnen läßt, aber ein Vorzugsrichtung aufweist. Das Satellitenexperiment EGRET konnte im MeV/GeV Bereich neben dem isotropen, extragalaktischen Anteil [Sreekumar et al., 1998] eine diffuse Komponente galaktischen Ursprungs ausmachen [Hunter et al., 1997], die die Milchstraße als Ganzes abbildet (vergleiche Abb. 1.3). Bei höheren Energien ist bis hin zu einigen 100 TeV eine diffuse Gammastrahlung theoretisch vorhergesagt, sie wurde experimentell jedoch nicht nachgewiesen.

Die Hauptdomäne der Gamma-Astronomie ist die Suche und Analyse von Punktquellen, analog zu den Sternen im optischen Licht. Vom keV bis GeV Bereich sind viele Punktquellen bekannt, ihre Anzahl sinkt jedoch mit steigender Energie. Im TeV Bereich sind noch rund 10 Quellen mit unterschiedlicher Signifikanz bekannt, die ausschließlich mit der experimentellen Methode der Cherenkov-Teleskope (siehe Kapitel 2) nachgewiesen werden konnten. Die bisher höchstenergetischten Gammaquanten extraterrestrischen Ursprungs wurde mit $\sim$60 TeV vom Krebsnebel gemessen (CANGAROO[3] Experiment, [Sakurazawa et al., 1997]). Es wurden sowohl galaktische, als auch extragalaktische Objekte als Ursprung der Strahlung nachgewiesen.

Erdgebundene Detektorfelder, die wie das HEGRA Szintillator-Feld die Technik des Schauerfrontsamplings bei Energien oberhalb von 10 TeV verwenden, konnten bisher weder Punktquellen noch ausgedehnte Quellbereiche der kosmischen Gammastrahlung nachweisen.

[3] CANGAROO – **C**ollaboration between **A**ustralia and **N**ippon for a **GA**mma **R**ay **O**bservatory in the **O**utback, Cherenkov-Teleskop in Australien

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem anisotropen Teil der kosmischen Gammastrahlung, also der diffusen Gammastrahlung und der Gammastrahlung, die eindeutig einer Quelle zugeordnet werden kann.
Zur Orientierung sei hier die Himmelsdurchmusterung des EGRET Experiments beschrieben, die die höchstenergetische Durchmusterung darstellt, die signifikante Punktquellen und ausgedehnte Quellbereiche nachweisen konnte. Abbildung 1.3 stellt eine Intensitätskarte des Himmels in galaktischen Koordinaten dar, wie sie vom EGRET Experiment mit einer Energieschwelle von 100 MeV gemessen wurde. Das galaktische Zentrum befindet sich in der Mitte der Abbildung. Es sind Punktquellen, wie z.B. der Krebsnebel als heller Fleck in der Mitte des rechten Randes, und ausgedehnte Bereiche, wie z.B. die Milchstraße als waagerechte helle Struktur, auszumachen.

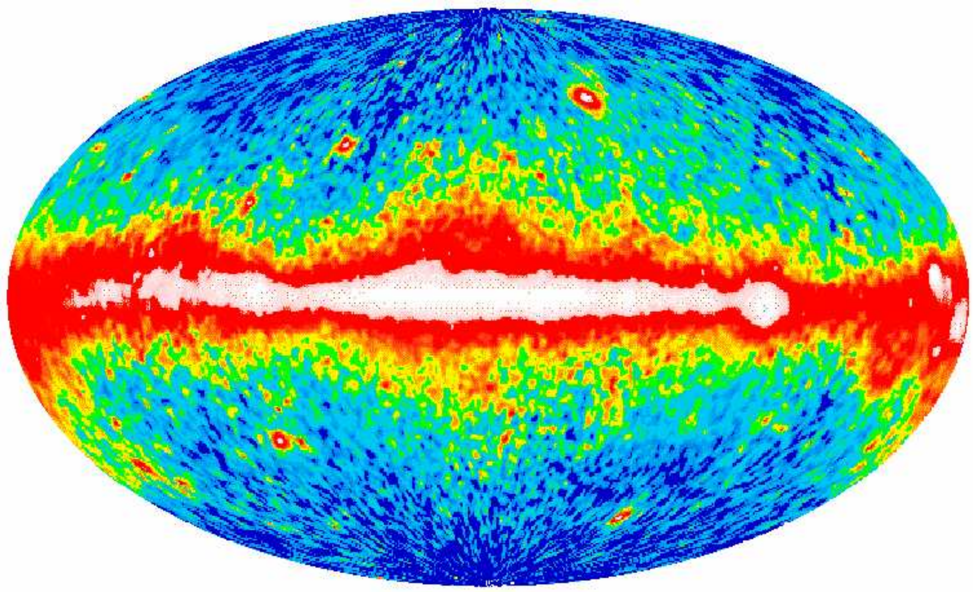


Abb. 1.3: Karte der Intensität des Photonenflusses [$0 - 5 \times 10^{-3}$ ph/ cm^2 s sr] oberhalb von 100 MeV, gemessen vom EGRET Experiment auf dem CGRO Satelliten (nach [Schönfelder, 1998]). Die Darstellung ist in galaktischen Koordinaten, mit dem galaktischen Zentrum in der Mitte und der galaktischen Länge aufsteigend nach links. Es sind deutlich die galaktische Ebene und einige Punktquellen (Krebsnebel am rechten Rand) auszumachen.

Photonen umfassen nach obiger Beschreibung weniger als 1% des Gesamtanteils der kosmischen Strahlung oberhalb von 20 TeV. Sie zeigen im Gegensatz zur Teilchenstrahlung in ihrer umgekehrten Ankunftsrichtung auf den Entstehungsort und ermöglichen damit eine Quellsuche. Ein solches Signal ist jedoch in einem sehr ungünstigen Verhältnis von Signal (Photonen) zu Untergrund (Teilchenstrahlung) verborgen.
Zur Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses wird teilweise eine sogenannte Gamma-Hadron-Separation oder Hadron-Unterdrückung verwendet. Hierbei handelt es sich um eine Selektion der Schauer, die in den Observablen im Vergleich mit Monte-Carlo-Daten eher einem primären Photon entsprechen. Diese Unterscheidung ist lediglich im statistischen Mittel vieler Schauer realisierbar. Innerhalb der HEGRA Kollaboration sind mehrere Verfahren der Hadron-Unterdrückung entwickelt worden. Im Rahmen dieser Arbeit können diese Methoden nicht verwendet werden, da keine Daten des AIROBICC-Feldes (siehe Kapitel 2.2.3) oder der Geiger-Türme (siehe Kapitel 2.2.2) verwendet werden, diese zur Hadron-Unterdrückung allerdings notwendig sind.

1.1.2 Chemische Komposition

Die chemische Komposition beschäftigt sich mit der Untersuchung der relativen Häufigkeit der einzelnen hadronischen Komponenten der kosmischen Teilchenstrahlung je Energieintervall. Aus Sicht der vorliegenden Arbeit bildet die kosmische Teilchenstrahlung den Untergrund für das zu suchende Signal und hier soll dieser Untergrund beschrieben werden.
Allgemein wird der Spektralverlauf des Flusses Φ der einzelnen Komponenten der kosmischen Strahlung jeweils in einem Energieintervall dE durch ein Potenzgesetz mit einem Spektralindex γ in differentieller (Gl. 1.4) oder integraler Form (Gl. 1.5) beschrieben.

$$\frac{d\Phi}{dE} = \Phi_0 \cdot E^{-(\gamma+1)} \tag{1.4}$$

$$\Phi(E > E_0) = \frac{\Phi_0}{\gamma} \cdot E_0^{-(\gamma)} \tag{1.5}$$

Dieser spektrale Verlauf zeigt sofort, daß es sich nicht um ein thermisches Spektrum handeln kann, welches einfach in sehr heißen Objekten erzeugt wird.

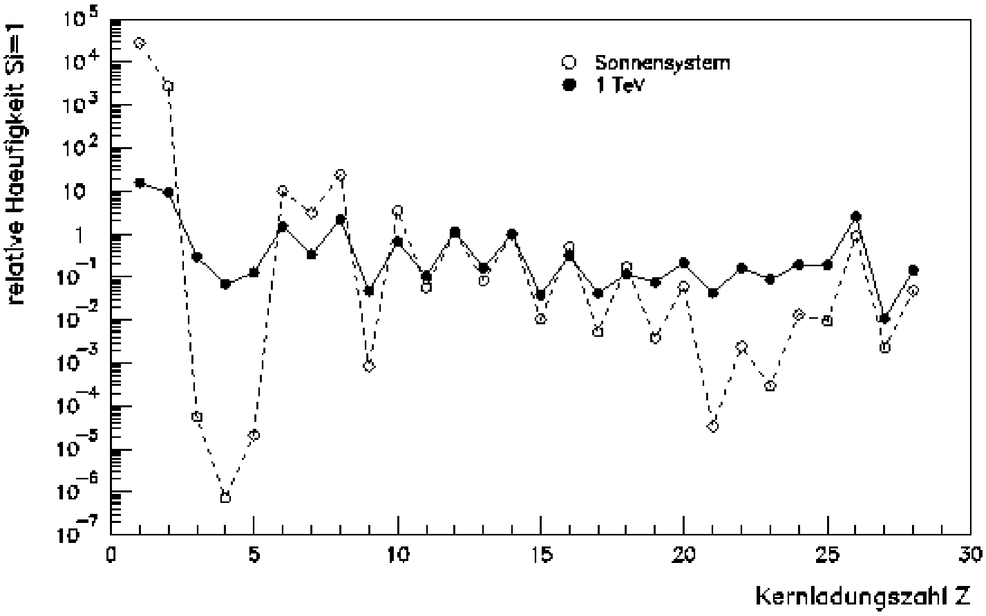


Abb. 1.4: Relative Häufigkeiten der chemischen Elemente im Sonnensystem und in der kosmischen Strahlung bei 1 TeV nach [Wiebel, 1994]

Abbildung 1.4 zeigt den Vergleich der relativen Häufigkeiten der Bestandteile der kosmischen Teilchenstrahlung bei 1 TeV mit der des Sonnensystems. Die Abweichungen bei den leichten Elementen lassen sich durch die Wechselwirkungen der Strahlung mit dem interstellaren Materie- und Strahlungsfeld während der Ausbreitung beschreiben.
Unterhalb einiger GeV lenken der Sonnenwind und das Sonnenmagnetfeld die Hadronen ab und unterdrücken so den nachweisbaren Fluß. Dies führt zu einem Maximum des differentiellen Flusses bei rund 7 GeV, von dem die Intensität nach einem Potenzgesetz analog zu Gleichung 1.4 abfällt. Selbst im GeV Bereich ist kein direkter Beitrag der Sonne zur kosmischen Strahlung vorhanden. Der Satellit Ulysses hat mit 10 GeV das bisher höchstenergetische Teilchen mit solarem Ursprung gemessen. Dies war mit einer Sonnenfackel, also einem außergewöhnlich heftigen eruptiven Prozeß, korreliert. Ein Beitrag der Sonne zum Fluß der kosmischen Strahlung bei HEGRA Messungen ab 20 TeV kann ausgeschlossen werden.

Gruppe	Z	Φ_0 [m^2 s sr TeV]$^{-1}$	γ
Hadronen			
leicht	1 - 2	$(17.32 \pm 0.66) \cdot 10^{-2}$	1.69 ± 0.02
mittel	6 - 8	$(2.86 \pm 0.06) \cdot 10^{-2}$	1.67 ± 0.02
schwer	10 - 16	$(2.36 \pm 0.07) \cdot 10^{-2}$	1.62 ± 0.02
sehr schwer	17 - 26	$(2.52 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$	1.60 ± 0.03
gesamt	-	$(25.35 \pm 0.15) \cdot 10^{-2}$	1.67 ± 0.02
Elektronen	1	$(0.95 \pm 0.19) \cdot 10^{-4}$	2.26 ± 0.06

Tab. 1.1: Energiespektren einiger Bestandteile der kosmischen Strahlung oberhalb 1 TeV nach [Wiebel, 1994] (siehe Gl. 1.4)

Die Potenzgesetze für einige Gruppierungen der Hadronen bei 1 TeV lassen sich der Tabelle 1.1 entnehmen. Bei dieser Energie macht der lokal nachweisbare Anteil von Elektronen und Positronen weniger als 0.1% des Gesamtanteils aus. Primäre Elektronen werden mit HEGRA praktisch nicht nachgewiesen. Sie sind jedoch besonders zu beachten, da sie via inversem Compton-Effekt (IC) zur Produktion primärer Photonen beitragen können. Der mit Messungen verträgliche maximale Anteil von Elektronen, bzw. der von ihnen im GeV/TeV Bereich erzeugte Photonenfluß, wird in [Porter & Protheroe, 1997] diskutiert und kann im TeV Bereich die dominante Flußkomponente der kosmischen Gammastrahlung sein.
Die Methoden der Satelliten- und Ballonmessungen machen es möglich, bei Energien bis hin zu 1 TeV noch einzelne Atomarten und teilweise auch einzelne Isotope in direkten Messungen zu identifizieren und deren relative Vorkommen zu bestimmen. Bei höheren Energien ist mittels Luftschauertechnik lediglich im statistischen Mittel vieler Schauer eine Trennung der Anteile von leichten Kernen (z.B. Proton), mittelschweren (z.B. Sauerstoff) und schweren (z.B. Eisen) möglich.

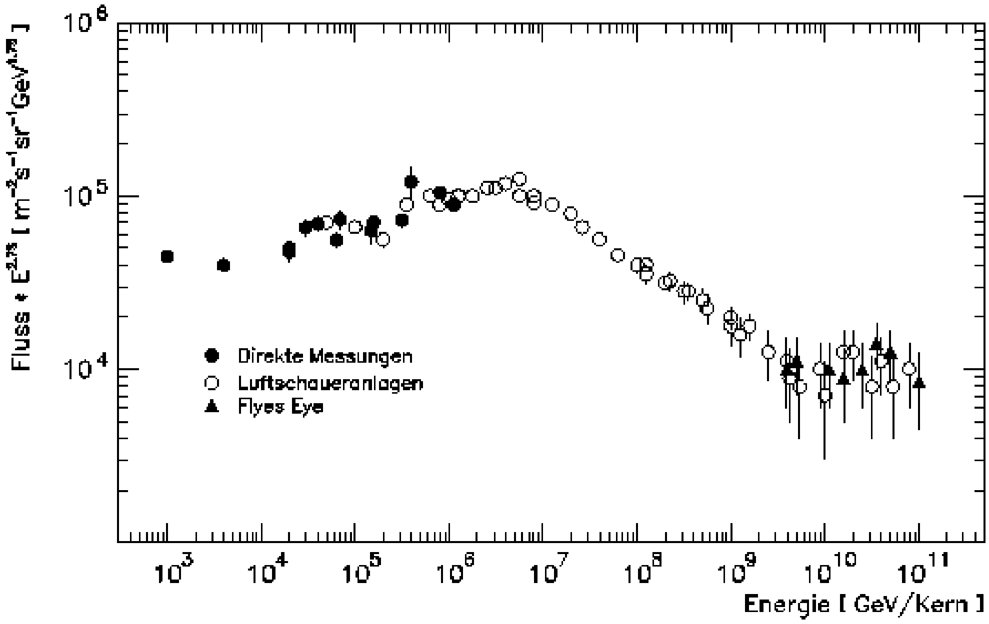


Abb. 1.5: Energiespektrum der kosmischen Strahlung, skaliert mit $E^{2.75}$. Das 'Knie' ist bei $\sim 2 \cdot 10^6$ GeV und der 'Knöchel' bei $\sim 2 \cdot 10^9$ GeV zu erkennen. [Wiebel, 1994]

HEGRA kann Aussagen zur chemischen Komposition bei Energien zwischen rund 300 TeV

und 10 PeV machen. Dieser Energiebereich ist insofern von besonderem Interesse, da sich hier der Spektralindex γ der kosmischen Strahlung ändert. An dem sogenannten Knie (siehe Abb. 1.5) wird das Spektrum steiler. Diese Änderung wird in einigen theoretischen Ansätzen durch eine sich ändernde Zusammensetzung der Strahlung erklärt.
Neuere Analysen von HEGRA Daten ([Horns, 1997b]) ergeben für den Fluß der kosmischen Teilchenstrahlung ein Potenzgesetz von

$$\frac{d\Phi}{dE} = (0.19 \pm 0.02)\left(\frac{E}{\mathrm{TeV}}\right)^{-(2.62\pm0.02)} [\mathrm{TeV\ m^2\ s\ sr}]^{-1} \tag{1.6}$$

unterhalb des Knies (Gl. 1.6) und

$$\frac{d\Phi}{dE} = (25.0 \pm 13.8)\left(\frac{E}{\mathrm{TeV}}\right)^{-(3.18\pm0.07)} [\mathrm{TeV\ m^2\ s\ sr}]^{-1} \tag{1.7}$$

oberhalb desselben (Gl. 1.7). Das Knie, und damit der Übergang zwischen beiden Gleichungen, befindet sich bei einer Energie von ungefähr 2 PeV.
Die Analyse der chemischen Komposition auf der Basis von HEGRA Daten ist noch nicht vollständig abgeschlossen und daher stellen die Gleichungen 1.6 und 1.7 lediglich einen Bezugswert für Berechnungen innerhalb der vorliegenden Arbeit, jedoch kein abschließendes HEGRA Ergebnis dar.

1.1.3 Hadron-Astronomie

Bei Energien deutlich oberhalb des sogenannten Knies kann HEGRA nicht mehr effizient messen. Die geringe Intensität der Strahlung sorgt dafür, daß man in zwei Jahren Meßzeit noch mit rund einem Teilchen oberhalb von 100 PeV zu rechnen hat, während die Gesamtzahl der gemessenen Schauer im Bereich einiger 100 Millionen liegt.
Bei einigen EeV flacht das Spektrum am sogenannten Knöchel wieder ab (siehe Abb. 1.5). Für Energien von 10^{17} eV bis hinunter zum Knöchel, bestimmt die Fly's Eye[4] Kollaboration [Bird et al., 1994] den Spektralverlauf der kosmischen Strahlung zu

$$\frac{d\Phi}{dE} = 10^{-17.55}\left(\frac{E}{\mathrm{EeV}}\right)^{-(3.07\pm0.01)} [\mathrm{EeV\ m^2\ s\ sr}]^{-1} \tag{1.8}$$

Die theoretische Obergrenze der meßbaren Energie kosmischer Teilchenstrahlung bildet der sogenannte Greisen-Kuzmin-Zatsepin-Cutoff (GKZ-Cutoff) [Greisen, 1966], [Zatsepin & Kuzmin, 1966]. Bei dieser Energie findet eine Wechselwirkung der EHE (EHE – extremly high energy) Teilchen mit der 3 K Hintergrundstrahlung statt. Eine solche Wechselwirkung kann eine Kaskade weiterer Prozesse auslösen, auf die in Kapitel 1.2.4 näher eingegangen wird.
Der GKZ-Cutoff für Protonen liegt bei einer Energie von $E_{GKZ} = 50/(1+z)^2$ EeV. Hierbei wird die Rotverschiebung z zweifach, durch die mit z wachsende Energie des 3 K Hintergrundstrahlungsfeld und den mit wachsender Entfernung ansteigenden Energieverlust der kosmischen Strahlung, beachtet. Die Schauer mit den höchsten nachgewiesenen Energien liegen bei einigen 10^{20} eV und damit jenseits des GKZ-Cutoffs. Auf diese Messungen wird detailliert in Kapitel 14 eingegangen.
Der Spektralindex der kosmischen Strahlung steigt nach dem Abfall am Knöchel wieder an und ein Einsetzen des Cutoffs ist experimentell mit einer Signifikanz von 2σ belegt.
Das Analogon für Photonen sagt ein Abschneiden oberhalb von 100 TeV voraus. In diesem Fall findet eine Reaktion dieser UHE (UHE – ultra high energy) Photonen mit dem Hintergrundstrahlungsfeld statt und es soll als Folge zu einem überhöhten Fluß von Photonen im 'kosmologischen Fenster' von 50-100 TeV kommen.

[4] Das **Fly's Eye** ist ein erdgebundenes Experiment (Utah, USA), welches Fluoreszenz-Licht von Luftschauern mißt. Auf Messungen dieses Experiments wird in Kapitel 14 eingegangen.

Die beiden an die 3 K Strahlung angrenzenden Bereiche der universalen Hintergrundstrahlung werden mit Hinsicht auf ihre Intensität noch diskutiert und neuere Ergebnisse zum Radiountergrund finden sich bei [Protheroe & Biermann, 1996] und zum Infrarot-Optischen Untergrund bei [MacMinn & Primack, 1996]. Neuere Messungen eines Intensitätsausbruch des aktiven Galaxienkerns Mrk 501 [Aharonian et al., 1997] deuten auf einen sehr schwachen Infrarotanteil des Hintergrundstrahlungsfeldes hin, da eine Intensitätsabschwächung jenseits von 10 TeV ausbleibt.
Die kosmische Teilchenstrahlung wird in Magnetfeldern abgelenkt und der Krümmungsradius der Teilchenbahn wird durch der Gyroradius R_g beschrieben.

$$R_g = \frac{\gamma m_0 v}{Ze} \cdot \frac{\sin(\theta)}{B} = \frac{pc}{Ze} \cdot \frac{\sin(\theta)}{Bc} \tag{1.9}$$

Bei einer Ausdehnung l des Magnetfeldes wird die Ablenkung mit l/R_g [rad] angegeben. Hieraus ist ersichtlich, daß für höchstenergetische Teilchen von einer geradlinigen Ausbreitung ausgegangen werden kann.

1.2 Ursprung und Ausbreitung der primären kosmischen Strahlung

In einem technisch neu erschlossenen Energiebereich des Spektrums wird in der Astronomie zunächst nach identifizierbaren Objekten gesucht. Hat man solche Quellen gefunden, können sie spektral untersucht werden und der ihnen zu Grunde liegende Mechanismus analysiert werden. Die Gamma-Astronomie bei Energien oberhalb von 1 TeV beschäftigt sich momentan noch mit der Auffindung der Quellbereiche dieser Strahlung. Eine Ausnahme bilden die Quellen, die den Cherenkov-Teleskopen (siehe Kapitel 2) zugänglich sind und für die bereits eine Analyse des Spektrums und der zeitlichen Variation des Flusses erfolgt.

1.2.1 Quellen der kosmischen Strahlung

Quellen der nicht-photonischen kosmischen Teilchenstrahlung sind bisher nicht identifiziert worden. Auch für die zweifelsfrei nachgewiesenen Teilchenstrahlung oberhalb einiger EeV, die theoretisch für Hadron-Astronomie verwendbar wäre, konnte bisher keine eindeutige Quelle identifiziert werden. Eine Korrelation der Ankunftsrichtungen der Schauer mit Energien jenseits des GKZ-Cutoffs mit der supergalaktischen Ebene ist umstritten. Befürworter dieser These sind z.B. [Stanev et al., 1995] und [Hayashida et al., 1996], während [Kewley et al., 1996] gegen diese Annahme argumentiert. Dies wird erneut in Kapitel 11 aufgegriffen.
Bei der kosmischen Gammastrahlung kleiner Energie ist eine Vielzahl von Strahlungsquellen bekannt, die durch viele Experimente und über einen langen Zeitraum wiederholt bestätigt werden konnten. Mit wachsender Energie sinkt die Zahl bekannter Quellen und die höchste Energie, bei der noch Quellen durch den Nachweis von mehreren Experimenten gesichert sind, ist $\sim$10 TeV. So sind im Röntgenbereich (keV) weit über 1000 Quellen, im γ-Bereich von MeV bis GeV noch über 100, aber im hochenergetischen Bereich bei $\sim$ 1 TeV weniger als 10 sicher etablierte Quellen bekannt.
Im TeV Bereich wurden bisher ausschließlich Gammastrahlungs-*Punkt*quellen nachgewiesen. Dies kann seine Ursache in der Meßtechnik der Cherenkov-Teleskope haben und muß ausgedehnte Quellbereiche nicht ausschließen. Es werden sowohl galaktische (z.B. Krebsnebel) als auch extragalaktische Quellen (z.B. aktiver Galaxienkern Mrk 421) beobachtet.
Im Bereich der MeV/GeV-Photonen konnte das EGRET Experiment Punktquellen, eine diffuse Strahlung der gesamten Milchstraße und einen extragalaktischen Halo feststellen. Im MeV Bereich ist die Milchstraße das hellste Objekt. In Kapitel 11 wird die Suche nach einer TeV Emission von Photonen aus der galaktischen Scheibe beschrieben.

1.2.2 Erzeugung der kosmischen Strahlung

Die vorgenommene Trennung der kosmischen Strahlung in Gamma- und Hadronen-Anteil muß auch bei der Betrachtung der Strahlungserzeugung beibehalten werden. Allgemein geht man davon aus, daß die Photonen als Folgeprodukt von Wechselwirkungen hochenergetischer Hadronen und/oder Leptonen mit den verschiedenen Materie- und Strahlungsfeldern entstehen.
Hochenergetische Photonen können dabei durch folgende Prozesse erzeugt werden:

- Bremsstrahlung (BR) von Elektronen an Kernen
- Synchrotronstrahlung (SR) von Elektronen an Magnetfeldern
- Inverser Compton-Effekt (IC), Elektronen stoßen niederenergetische Photonen
- Synchrotron-Selbst-Compton-Effekt (SSC)
- π^0-Produktion (PP), geladene kosmische Strahlung erzeugt ein neutrales Pion, welches in Photonen zerfällt

Voraussetzung ist dabei, daß bereits hochenergetische Elektronen oder Hadronen existieren. Die Modelle, die die Beschleunigung dieser Teilchen beschreiben, lassen sich grob in zwei Klassen unterteilen. Zum einen kann es zur einmaligen, direkten Beschleunigung an Potentialgefällen kommen und zum anderen zur statistischen Beschleunigung, wobei die Endenergie erst nach einer Vielzahl von Wechselwirkungen in einem kleinen Raumbereich erreicht wird.
Die Variante der Beschleunigung der kosmischen Strahlung, daß ein Teilchen mit geringer Energie erzeugt wird und dann auf der gesamten Wegstrecke von der Quelle bis zur Erde beschleunigt wird, ist zumindest im Bereich bis zu einigen 100 TeV auszuschließen, da hier eine Erklärung der chemischen Zusammensetzung schwerfallen würde. Die bekannte Zusammensetzung ist einfach zu erklären, wenn man eine lokale Erzeugung und eine anschließende Spallation bei der Ausbreitung annimmt.
Alle Objekte, die in der Gamma-Astronomie nachgewiesen wurden, lassen sich mit den bekannten Meßgrößen theoretisch durch die Beschleunigung von Elektronen an einem Objekt (z.B. Supernovaremnant oder aktiver Galaxienkern) und anschließende Konversion in Photonen erklären. Das bisher vermessene Photonenspektrum des Krebsnebel ist gut mit der Hypothese eines reinen Elektronenbeschleunigers verträglich. Dagegen ist bisher kein Hadronenbeschleuniger eindeutig nachgewiesen worden.
Eine weitere Möglichkeit, hochenergetische kosmische Strahlung zu erzeugen, ist der Zerfall eines superschweren Elementarteilchens. Da hier keine Beschleunigung auftritt, sondern die sichtbare Komponente von noch höherer Energie gespeist wird, werden diese Modelle oft 'Top Down' Modelle genannt, als Gegenstück zu den 'Bottom Up' Modellen, bei denen Teilchen entweder direkt oder stochastisch von niedrige auf hohe Energie beschleunigt werden.

Direkte Beschleunigung

Direkte Beschleunigung von geladenen Teilchen zu hohen Energien, kann überall dort auftreten, wo durch ein bewegtes Magnetfeld elektrische Felder induziert werden.
Ein Beispiel hierfür ist der Pulsar, bzw. Neutronenstern. Hier treten starke Magnetfelder und schnelle Rotation auf und in mehreren Pulsar-Modellen (z.B. J. Arons, A. K. Harding oder L. O'C. Drury; alle in [Völk & Aharonian, 1996]) werden Positionen beschrieben, an denen starke Gradienten des Feldes auftreten und Teilchen bis zu Energien von 10^{16} eV beschleunigt werden können.
Ein weiteres Beispiel ist die Klasse der Blazaren (siehe z.B. [Mannheim et al., 1996]). Blazare sind ein Typ der aktiven Galaxienkerne. Als Modell der Objekte wird zumeist von einem zentralen schwarzen Loch mit einer umgebenden Akkretionsscheibe ausgegangen. Die auftretenden elektrischen Felder erlauben wiederum eine Beschleunigung der Teilchen zu hohen Energien. Die Erzeugung der höchsten Energien wird in den Mo-

dellen jedoch durch weitere Beschleunigung durch stochastische Beschleunigung in den Jets der Galaxien beschrieben.
Während bei Pulsaren von einer ausschließlichen Beschleunigung von Elektronen ausgegangen wird, ist bei den Blazar Modellen bisher noch ungeklärt, ob es auch vermehrt zu Hadron-Beschleunigung kommen kann.

Stochastische Beschleunigung

Die direkte Beschleunigung ist durch die Ausdehnung der Objekte und die möglichen Feldstärken in der erreichbaren Endenergie beschränkt. Diese Beschleunigung wird zumeist als Induktionsmechanismus verstanden, der Teilchen erzeugt, die dann in der hier zu beschreibenden stochastischen Beschleunigung auf die Endenergie weiter beschleunigt werden.
Bewegen sich Teilchen der kosmischen Strahlung durch Wolken des interstellaren (oder intergalaktischen) Mediums, so kommt es zu Wechselwirkungen. Die elektrisch geladenen Teilchen werden an den Magnetfeldern, die an das Gas gekoppelt sind, gestreut. Im Mittel aller Teilchen ist es den Teilchen möglich bei diesen 'Stößen' Energie hinzuzugewinnen. Diese Prozedur ist allgemein als Fermi Mechanismus bekannt.
Der Energiegewinn ΔE wird hierbei durch einen Bruchteil ξ beschrieben und nach n Wechselwirkungen erhält man eine Ausgangsenergie.

$$E_n = E_0(1+\xi)^n \tag{1.10}$$

Hieraus ist ersichtlich, daß mit steigender Anzahl der Wechselwirkungen auch die maximal erreichbare Energie ansteigt. Allerdings steigt gleichzeitig auch die Wahrscheinlichkeit, den Bereich der Materiewolke zu verlassen. Hieraus ergibt sich ein exponentiell abfallendes Energiespektrum der Teilchen, die die Wolke wieder verlassen.
Bei der detaillierten Berechnung (siehe z.B. [Gaisser, 1990] oder [Protheroe, 1996]) geht die Orientierung der Geschwindigkeitsvektoren als entscheidene Größe ein. Die Originaltheorie [Fermi, 1949] bezog sich auf eine Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit beliebig bewegten Materiewolken. Nachfolgende Berechnungen zeigten dann, daß die Beschleunigung an orientierten Schockfronten einen wesentlich effektiveren Energiegewinn liefern kann. Die Effizienz der Beschleunigung wird durch den Energiegewinn ξ beschrieben. Je nach der Kombination der Teilchen der kosmischen Strahlung mit einer Materiewolke (Fermi Mechanismus 2. Ordnung) oder mit einer Schockfront (Fermi Mechanismus 1. Ordnung) ist dieser Energiegewinn an unterschiedliche Potenzen der Relativgeschwindigkeit der Materie $\beta = V/c < 1$ gebunden. Typische Geschwindigkeiten einer Wolke (z.B. Molekülwolke) sind 10 km/s, die einer Schockfront (z.B. Supernova) 1000 km/s.

Fermi Mechanismus	beteiligte Komponenten	Effizienz
2. Ordnung / Original	Teilchen & Wolke	$\xi \propto \beta^2$
1. Ordnung / Erweiterung	Teilchen & Schockfront	$\xi \propto \beta$

Bei der Beschleunigung an Schockfronten wird der Exponent der Energieverteilung durch die Machsche Zahl M der Front bestimmt und man erlangt für große Machzahlen einen Spektralindex von $\gamma \geq 1.0$, wie er sich bei kosmischen Strahlung zeigt.

$$\gamma = 1 + \frac{4}{M^2} \qquad \text{mit } M \gg 1 \qquad \text{(nach [Gaisser, 1990])} \tag{1.11}$$

Damit ergibt der Fermi Mechanismus erster Ordnung einen effektiven Beschleunigermechanismus, der bei geeigneter Geschwindigkeitsverteilung der Schockfronten den Spektralindex der kosmischen Strahlung erzeugen kann. Der Prozeß erster Ordnung erlaubt eine Beschleunigung von Teilchen in der Schockfront eines Supernovaremnants von 10^{14} eV bis 10^{16} eV, je nach Wahl der Umgebungsparameter.

In der Veröffentlichung [Biermann, 1997] wird gezeigt, daß der Fermi Mechanismus in Verbindung mit Schockfronten des ausströmenden Gases aus Galaxienhaufen auch extrem hohe Energien bis in den EeV Bereich erzeugen kann.
Mit diesen beiden Ansätzen der direkten und der stochastischen Beschleunigung existieren Modelle der Teilchenbeschleunigung an galaktische und extragalaktische Objekte. So werden z.B. an Pulsaren hochenergetische Elektronen am Potentialgefälle erzeugt, die dann im Supernovaremnant mittels Fermi Mechanismus auf die hohen Energien beschleunigt werden. Bei den Blazaren, als Klasse der aktiven Galaxienkerne, sorgt ebenfalls eine nicht näher beschriebene 'Maschine' für die Vorbeschleunigung und die endgültige Energie wird in den Materieströmen der Jets erreicht.

1.2.3 Ausbreitung der kosmischen Strahlung

Nach der Erzeugung und Beschleunigung der kosmischen Strahlung am Entstehungsort muß die Strahlung das interstellare oder auch das intergalaktische Medium durchqueren, bevor sie auf der Erde als ausgedehnter Luftschauer meßbar wird.
Die Ausbreitung der kosmischen Teilchenstrahlung wird hauptsächlich durch Ablenkung und elastische Streuung an Magnetfeldern gestört. Alle Bestandteile der kosmischen Strahlung werden zusätzlich durch weitere, zum Teil inelastische, Wechselwirkungsprozesse mit den Materie- und Strahlungsfeldern beeinflußt.
Der Transport der kosmischen Teilchenstrahlung wird meist mit dem 'Leaky Box' Modell beschrieben. Hierbei geht man von einer freien Diffusion in einem Raumbereich (entweder galaktische Scheibe oder Scheibe mit Halo) aus. Dies erzeugt eine exponentielle Verteilung der Weglängen als Funktion der Energie der Teilchen. Mit wachsender Energie haben die Teilchen eine steigende Wahrscheinlichkeit, ihren Raumbereich zu verlassen. Bei Energien von rund 1 PeV haben Protonen nach diesen Rechnungen die Möglichkeit, die Milchstraße zu verlassen. Damit erklärt sich in diesem Modell automatisch eine Änderung im Spektralindex am sogenannten Knie (~ 3 PeV) und es wird eine eisenreiche chemische Komposition vorhergesagt. In Erweiterungen des 'Leaky Box' Modells ist ein Wechsel der Komposition nicht zwingend erforderlich und auch ein protonenreiches Spektrum jenseits von 1 PeV wäre zu erklären [Cesarsky, 1980]. Die Diffusion erzeugt ein Energiespektrum der Strahlung mit einem Spektralindes γ der zwischen eins und zwei liegen darf und damit den gemessenen Index von $\gamma = 1.62$ einschließt.
Neben dieser Diffusion in einem angenäherten Plasma-Gas und kohärenten Magnetfeld treten noch Störungen durch Magnetfeldblasen auf, die bisher nicht genau quantifiziert werden konnten. Von besonderer Bedeutung sind die sogenannten Parker Loops [Parker, 1991]. Hierbei handelt es sich um Flußschläuche, die sich aus der Vorzugsebene (z.B. der galaktischen Ebene) herauswinden und durch die annähernd gleiche Energiedichte der Felder und der kosmischen Strahlung diese gebündelt ablenken. Dies kann zu Anisotropien eines Teils der Teilchenstrahlung gegen eine isotrop durchmische Grundgesamtheit führen (siehe hierzu Kapitel 8).
Im GeV-Bereich, in dem der Nukleontyp oder sogar Isotope einzelner Kerne identifiziert werden können, kann aus deren Verhältnis die durchquerte Materiedichte bestimmt werden. Mit einer Annahme über die Materiedichte in unserer Galaxis kann so auf den zurückgelegten Weg und das 'Alter' der kosmischen Strahlung geschlossen werden. Als Orientierung im TeV Bereich können daraus folgende Werte extrapoliert werden (siehe z.B. [Sokolsky, 1989]):

- Durchquerte Flächendichte $10\,\mathrm{gcm}^{-2}$
- Resultierendes Alter 10^7 Jahre
- Diffusionsquotient $10^{29}\mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}$

Als inelastische Prozesse kommen alle Variationen der Wechselwirkung kosmischer Strahlung mit Materie- oder Strahlungsfeldern in Betracht. Von besonderer Bedeutung sind die π^0-Produktion und die Paarerzeugung. Bei der π^0-Produktion kommt es abhängig von der Energie des Primärteilchens zu einer Wechselwirkung der kosmischen Teilchenstrahlung mit dem interstellaren Medium, in deren Folge ein neutrales Pion erzeugt wird, welches in Photonen zerfällt. Erhöhte Materiedichte des interstellaren Mediums bewirkt hierbei einen erhöhten Photonenfluß.

$$p + \text{Gas} \rightarrow \pi^0 + \text{Rest} \tag{1.12}$$
$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \tag{1.13}$$

Die Paarerzeugung betrifft die kosmische Gammastrahlung . Photonen hoher Energie erzeugen mit niederenergetischen Photonen der Hintergrundstrahlungsfelder Elektron-Positron-Paare. Dieser Prozeß limitiert die Beobachtbarkeit der kosmischen Gammastrahlung. Als Orientierung wird z.B. die optische Tiefe $\tau = 1$ für Energien der Ordnung 10 TeV bei Entfernungen der Ordnung 100 Mpc erreicht.

$$\gamma_{TeV} + \gamma_{3K} \rightarrow e^+ + e^- \tag{1.14}$$

Ein Spezialfall dieser Wechselwirkungen ist die sogenannte intergalaktische Kaskade, auf die im folgenden Kapitel detailliert eingegangen wird.

1.2.4 Die intergalaktische Kaskade

Ein Teilchen der kosmischen Strahlung mit ausreichend hoher Energie oberhalb der GKZ-Cutoffs (siehe Seite 11) erfährt nach einer energieabhängigen Wechselwirkungslänge Λ_{WW} einen Wechselwirkung mit der 3 K bzw. der Radio-Hintergrundstrahlung. Nach mehreren solcher Wechselwirkungen hat das primäre Teilchen auf einer Energiezerfallslänge Λ_E seine Energie bis auf einen Bruchteil 1/e abgegeben (vergleiche Abb. 1.6). Die Analysen der Luftschauer, die eine Primärteilchen-Energie oberhalb des GKZ-Cutoffs ergeben, favorisieren Protonen als Primärteilchentyp. Primäre Eisenkerne oder Photonen können jedoch ebensowenig experimentell ausgeschlossen werden, wie z.B. theoretisch vorhergesagte supersymmetrische Teilchen. Abbildung 1.6 ist zu entnehmen, daß die Energiezerfallslänge für Eisen deutlich kleiner als für Protonen ist.
Für die weiteren Betrachtungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit, insbesondere in Kapitel 14, gehen wir davon aus, daß die kosmische Strahlung oberhalb des GKZ-Cutoffs ausschließlich aus Protonen besteht.
Nach [Elbert & Sommers, 1995] beträgt die Wechselwirkungslänge eines 100 EeV-Protons $\Lambda_{WW}(p, 100\text{EeV}) = 5\,\text{Mpc}$ und bei jeder Wechselwirkung gibt das Proton rund 20% seiner Primärenergie ab. Die Zerfallslänge eines Neutrons beträgt dazu im Vergleich lediglich 2 Mpc und daher kann man auch bei Neutronproduktion davon ausgehen, daß die Kaskade ausschließlich aus hochenergetischen Protonen besteht.
[Waxman & Coppi, 1996] berechnen die Wechselwirkungslänge eines 300 EeV-Protons, entsprechend der höchsten bisher gemessenen Energie, zu $\Lambda_{WW}(p, 300\text{EeV}) = 1\,\text{Mpc}$, wobei bei der Wechselwirkung jeweils 5% der Energie abgegeben wird.
Für ein 300 EeV-Proton läßt sich aus Abbildung 1.6 eine Energiezerfallslänge $\Lambda_E(p, 300\text{EeV}) = 20\,\text{Mpc}$ ablesen.
Die Wechselwirkung der hochenergetischen Protonen erfolgt an der Schwellenergie über die Δ^+-Resonanz mit anschließendem Zerfall in ein Nukleon und ein Pion.

$$p + \gamma_{3K} \rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow p + \pi^0 \tag{1.15}$$
$$\rightarrow n + \pi^+ \tag{1.16}$$

Das neutrale Pion zerfällt in hochenergetische Photonen, welche wiederum an der Hin-

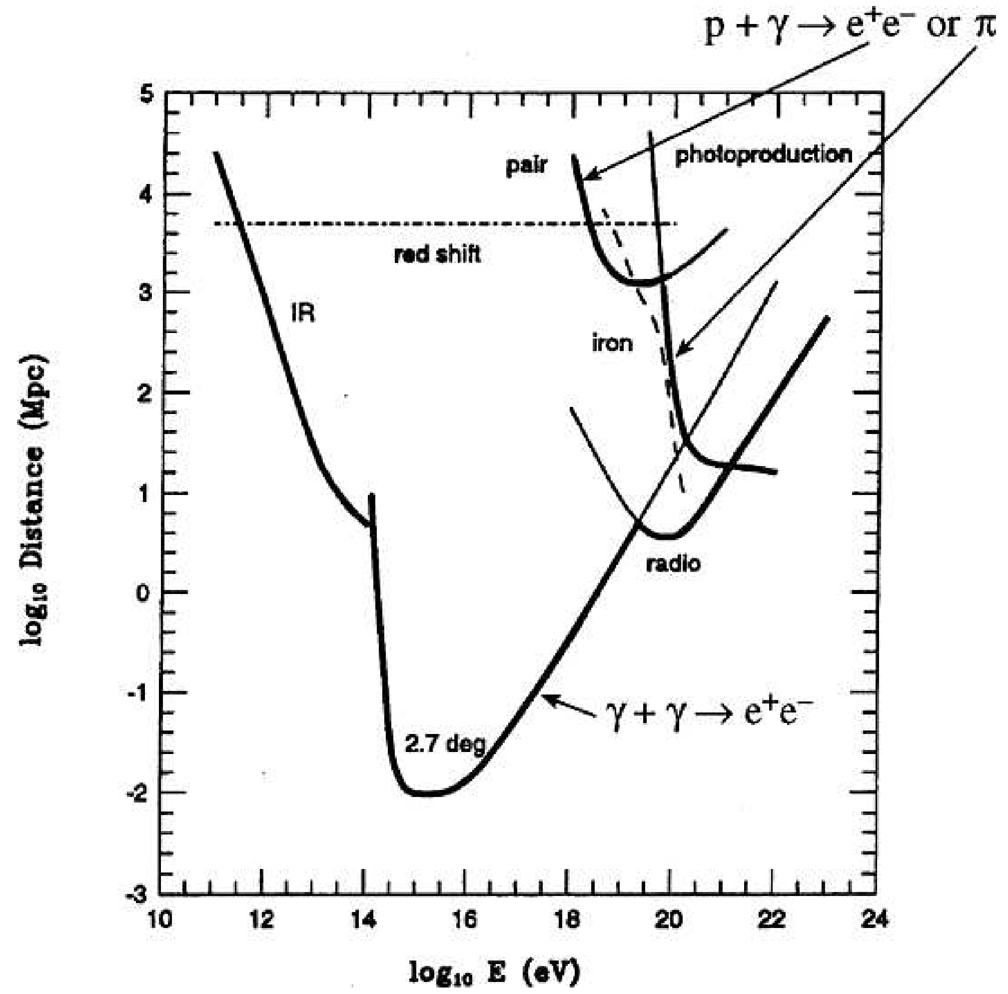


Abb. 1.6: Energiezerfallslängen als Funktion der Primärteilchenenergie nach [Halzen, 1997]

tergrundstrahlung Paarerzeugung verursachen.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \tag{1.17}$$
$$\gamma + \gamma_{3K} \rightarrow e^- + e^+ \tag{1.18}$$

Das positive Pion zerfällt in ein Myon und dieses wiederum in ein Positron.

$$\pi^+ \rightarrow \nu + \mu^+ \tag{1.19}$$
$$\mu \rightarrow \nu + \nu + e^+ \tag{1.20}$$

Die so entstandenen Elektronen und Positronen erzeugen eine elektromagnetische Kaskade, indem sie zunächst wieder an der Hintergrundstrahlung Photonen mittels inversem Compton-Effekt erzeugen, welche die Kaskade über Paarerzeugung vergrößern.

$$e^\pm + \gamma_{3K} \rightarrow e^\pm + \gamma \tag{1.21}$$
$$\gamma + \gamma_{3K} \rightarrow e^- + e^+ \tag{1.22}$$
$$e^\pm + \gamma_{3K} \rightarrow e^\pm + \gamma$$
$$\ldots$$

Diese Kaskade endet, wenn eine Paarerzeugung an der Hintergrundstrahlung energetisch nicht mehr möglich ist. Diese Energiegrenze liegt bei rund 80-100 TeV für Entfernungen in der Ordnung von 10 Mpc.
Nach einer Strecke von ~ 20 Mpc, der Energiezerfallslänge Λ_E, hat das Proton seine Energie bis auf 37% abgegeben. Bis auf den Neutrino-Anteil geht diese Energie in die elektromagnetische Kaskade und ist damit als 100 TeV-Photon sichtbar. Damit läßt sich der Energieanteil der Photonen zur Gesamtenergie des Ursprungsteilchens $\alpha = E_\gamma/E_0$ zu 50% bis 75% der abgegebenen Protonenergie abschätzen [Aharonian, 1997].
Anstatt eines höchstenergetischen Protons stehen damit in der Ordnung von 10^5 Photonen zur Verfügung. Damit ist unter der **Hypothese einer zeitlich konstant strahlenden EeV-Protonen-Quelle** in ausreichender Entfernung, ein Photon Signal im Energiebereich von ≤ 100 TeV zu erwarten.
Die so erzeugten Photonen von rund 100 TeV können mit der Infrarot-Hintergrundstrahlung wechselwirken und zu kleineren Energien transformiert werden. Die Intensität der Hintergrundstrahlung ist jedoch klein, wie sich in neuen Messungen andeutet (z.B. HEGRA Teleskope an Hand des aktiven Galaxienkerns Mrk 501 [Aharonian et al., 1997]). Daher wird der Infrarot-Hintergrund in der vorliegenden Arbeit vernachlässigt.

1.3 Luftschauer – die sekundäre kosmische Strahlung

Ein Luftschauer charakterisiert sich durch eine Symmetrieachse, die senkrecht auf der in erster Näherung ebenen Schauerfront steht. Diese Achse wird als Schauerachse bezeichnet und gibt die Ankunftsrichtung des Primärteilchens wieder.
Allgemein trennt man die Beschreibung eines Schauers in die zeitliche Entwicklung entlang der Schauerachse, dem sogenannten longitudinalen Schauerprofil, und die Dichteverteilung auf einer bestimmten Höhe. Die Dichteverteilung auf Detektorniveau wird zumeist als Lateralverteilung bezeichnet.

1.3.1 Zeitliche Entwicklung eines Luftschauers

Die zeitliche Entwicklung eines Luftschauers verläuft entlang der Schauerachse. Es bildet sich nach einem Anstieg der Teilchenzahl, die dem Schauer zugerechnet werden kann, ein Maximum und eine nahezu exponentieller Abfall aus. Die genaue Form der Entwicklung hängt von der Art des Primärteilchen, seiner Energie und von statistischen Fluktuationen in der Entwicklung ab. Hauptsächlich ist zwischen rein elektromagnetischen Kaskaden und Schauern mit hadronischer Komponente zu unterscheiden.
Die Bestandteile der Schauer werden zumeist nochmals in eine 'harte' und eine 'weiche' Komponente unterteilt, wobei 'weich' (~ 5 MeV) niederenergetische Elektronen, Positronen und Photonen meint und 'hart' (≥ 10 GeV) Hadronen, Myonen und hochenergetische Elektronen beschreibt.
Typische Werte für einen mit dem HEGRA Szintillator-Feld gemessenen Schauer sind eine primäre Energie von 50 TeV, eine erste Wechselwirkung in 20 km Höhe über dem Detektor, ein Maximum der Teilchenzahl bei rund 10 km und eine Gesamtteilchenzahl auf Detektorniveau von einigen 10^4. Die laterale Ausdehnung beträgt rund 100 m im Radius. Ein Nachweis in den Detektorkomponenten erfolgt für Teilchen mit einer Energie oberhalb einiger MeV.
Die **elektromagnetische Kaskade** bildet den Grundbaustein eines Luftschauers. Nach der Kaskadentheorie [Bethe & Heitler, 1934] wird hierin durch $e^\pm$-Paarerzeugung und Bremsstrahlung eine wachsende Zahl sekundärer Teilchen erzeugt. Ist die Paarerzeugung energetisch nicht mehr möglich, so stirbt der Schauer aus. Der Schauer wird durch Vielfachstreuung der Elektronen relativ zur Schauerachse aufgeweitet.
Ein photoninduzierter Luftschauer kommt in seiner Entwicklung der idealisierten elektromagnetischen Kaskade sehr nahe. Es kommt allerdings zusätzlich noch zu Photoproduktion von Mesonen und Hadronen.

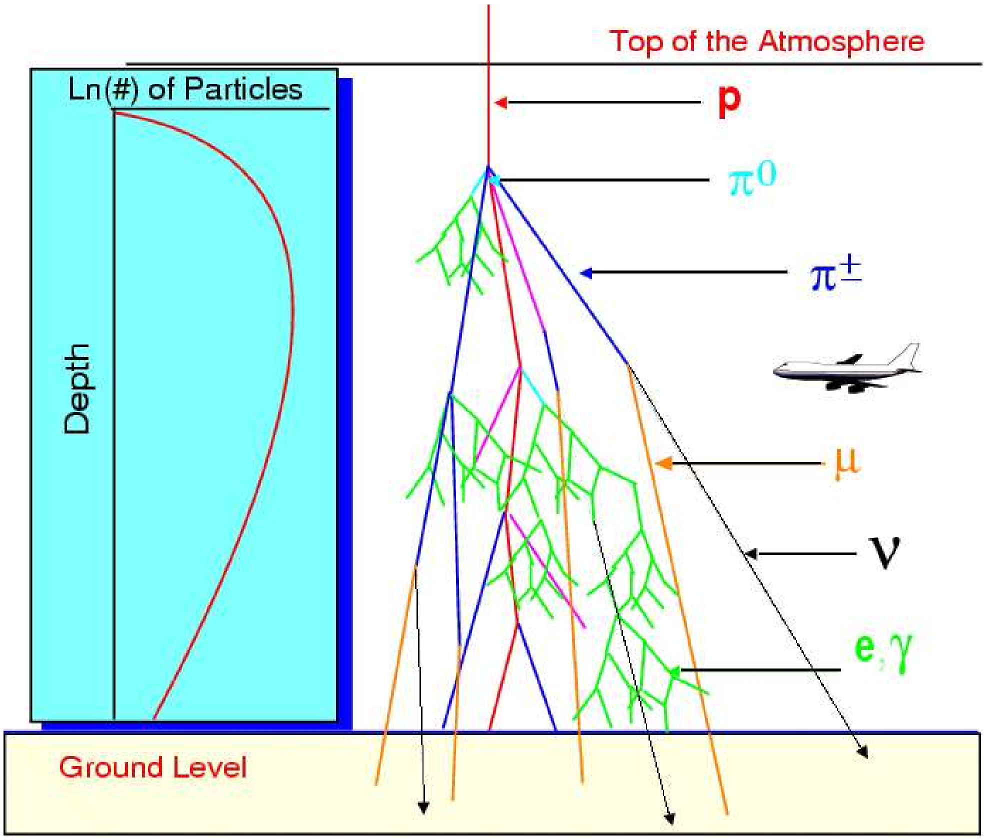


Abb. 1.7: Prinzipskizze eines Luftschauers. Die Höhe in der Atmosphäre ist logarithmisch dargestellt. Links ist der Logarithmus der Teilchenanzahl im Schauer als Funktion der Eindringtiefe angeführt und rechts sind die einzelnen Komponenten der Schauerentwicklung angedeutet.

Ein **hadroninduzierter Schauer** kann als Zusammensetzung vieler elektromagnetischer Subschauer betrachtet werden. Er besitzt einen radial dicht der Schauerachse zugeordneten hadronischen Stamm, der durch π^0-Zerfälle ständig neue elektromagnetische Kaskaden erzeugt.
Ein hadroninduzierter Schauer besitzt, exemplarisch für eine Energie von 1 TeV nach [Ramana Murthy & Wolfendale, 1986], einen Anteil von 5% Myonen und 1% Meson und Hadron. Bei einem photoninduzierten Schauer sind diese Anteile vernachlässigbar klein. Die Myonen, die auf Detektorniveau nachweisbar sind, stammen aus allen Höhen der Schauerentwicklung.
Die longitudinale Entwicklung der Teilchenanzahl N eines protoninduzierten Luftschauers nach X Strahlungslängen kann mit Bezug auf die Teilchenanzahl im Schauermaximum N_{max} in der Höhe X_{max}, relativ zur Höhe der ersten Wechselwirkung X_0 nach [Hillas & Gaisser, 1977] durch

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{X}} \exp \left[\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right] \tag{1.23}$$

beschrieben werden. Hierbei ist die Zerfallslänge mit λ=70 g cm^{-2} gegeben und X jeweils die atmosphärische Tiefe in g/cm^2.
Jedes geladene Teilchen der Kaskade, welches sich schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium mit einem Brechungsindex $\eta \geq 1$ bewegt, strahlt das sogenannte **Cherenkovlicht** ab. Hierbei handelt es sich um Photonen im blauen Wellenlängenbereich des

Spektrums. Dieses Licht bildet während der Schauerentwicklung ebenfalls eine Schauerfront aus. Die Dicke der Cherenkovlichtfront ist kleiner, als die der Teilchenfront. Cherenkovlicht wird in allen Höhen erzeugt und beinhaltet somit auf Detektorniveau Informationen über die Schauerentwicklung.
Neben dem Cherenkovlicht kann auch das Licht, welches ein Luftschauer durch Fluoreszenzanregung erzeugt, gemessen werden. Innerhalb des HEGRA Experiments wird diese Technik nicht angewandt. Jedoch wird sie vom Fly's Eye Experiment [Baltrusaitis et al., 1985] verwendet, auf welches im Rahmen der Analysen in Kapitel 14 Bezug genommen wird.

1.3.2 Laterales Profil eines Luftschauers

Das laterale Profil, also die radiale Dichteverteilung eines Luftschauers relativ zur Schauerachse, wird in erster Linie zur Abschätzung der Energie des Primärteilchens verwendet. Hier geht man von einer achsensymmetrischen Verteilung zur Schauerachse aus. Variationen zur angenommenen Achsensymmetrie und Variationen zu einer Lateralverteilung aus Monte-Carlo-Simulationen erlauben Rückschlüsse auf den Typ des Primärteilchens.
Die **elektromagnetische Komponente** N_e, als Anzahl der Elektronen und Positronen auf Detektorniveau, wird durch die allgemeine Nishimura-Kamata-Greisen (NKG) Formel [Kamata & Nishimura, 1958], [Greisen, 1960] beschrieben. Die Teilchendichte ρ ist dabei eine Funktion des Abstands r von der Schauerachse und des Molier-Radius r_m, der die Schauerentwicklung charakterisiert.

$$\rho_e(r) = \frac{N_e}{r_m^2} \cdot f(r/r_m) \tag{1.24}$$

Meist wird unter der NKG Formel die allgemeinen Form zusammen mit der Näherung

$$f(r/r_m) = (r/r_m)^{s-2} \cdot (1 + (r/r_m))^{s-4.5} \cdot \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi\Gamma(4.5-2s)} \tag{1.25}$$

verstanden. Der Parameter s wird als 'age' bezeichnet und kennzeichnet das 'Alter' des Schauers, wobei $s = 0$ den Beginn der Schauerentwicklung beschreibt. Die Funktion $f(r/r_m)$ ist auf das Integral eins normiert und enthält im Original noch einige Konstanten als freie Parameter.
In [Greisen, 1960] wird ebenfalls eine Parametrisierung der Dichteverteilung von **Myonen** in hadronischen Schauern angegeben.

$$\rho_\mu(r) = 18 \cdot \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{3/4} \cdot \left(\frac{r}{\mathrm{m}}\right)^{-0.75} \cdot \left(1 + \frac{r}{320\mathrm{m}}\right)^{-2.5} \tag{1.26}$$

Die Gesamtzahl von Myonen gegen das 'Ne' ist rund einen Faktor 100 kleiner. Elektromagnetische Kaskaden haben hiergegen einen Myonenanteil, der nochmals um etwa einen Faktor 30 unterdrückt ist, da die Wahrscheinlichkeit der Produktion über geladene Pionen geringer ist [Gaisser, 1990].
Für hadronisch induzierte Kaskaden bestimmt [Greisen, 1960] eine Myonenanzahl N_μ relativ zur Elektronenzahl N_e.

$$N_\mu(\geq 1\mathrm{GeV}) = 0.95 \cdot 10^5 \left(\frac{N_e}{10^6}\right)^{3/4} \tag{1.27}$$

Cherenkovlicht, das auf einer kurzen Wegstecke abgestrahlt wird, zeigt in der Projektion den typischen Cherenkovring. Durch die lange Entwicklung des Schauers in der Atmosphäre wird dieser Ring ausgefüllt und durch Vielfachstreuung der Teilchen ausgewaschen. Somit zeigt sich in Luftschauerexperimenten bei hohen Energien kein Cherenkovring, sondern eine Laterale Verteilung, die sich durch zwei exponentiell abfallende Anteile charakterisiert. Von der Schauerachse bis zum 'Cherenkovring' bei ~100 m ist

der Abfall seichter und jenseits von 100 m Abstand fällt die Intensität rascher ab. Die genaue Form hängt von der Energie und der Art des Primärteilchens ab.
Das laterale Profil des Cherenkovlichts läßt sich in einem Teilbereich als einfaches Exponentialgesetz beschreiben. Hier ist der Bereich nahe der Schauerachse und jenseits des theoretischen Cherenkovrings auszuklammern. Für HEGRA Messungen hat sich die Form

$$\rho_C(r) = \rho_0 \cdot \exp\left(-\frac{r}{R_l}\right) \tag{1.28}$$

bewährt, wobei die Anpassung ungefähr im Bereich von 20 m bis 90 m Abstand zur Schauerachse gewählt wird. Der Parameter R_l, der sogenannte Lichtradius mit einem Mittel von $\sim$ 70 m, ist insbesondere für die Analyse der chemischen Komposition von Bedeutung. In der vorliegenden Arbeit werden die Lateralverteilungen eine untergeordnete Rolle spielen, da ausschließlich die Richtung des primären Teilchens in den Analysen Verwendung findet. Weitere Meßgrößen, wie z.B. die Parameter der Anpassung der NKG-Formel an die Lateralverteilung finden lediglich in der Datenselektion (siehe Kapitel 6) ihre Anwendung.

1.4 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit definiert sich die kosmische Strahlung als **Gamma- und Teilchenstrahlung oberhalb von 20 TeV**. Diese Strahlung ist mit erdgebundenen Detektoren als ausgedehnter Luftschauer meßbar.
Die Meßgröße, auf der die Analysen der vorliegenden Arbeit basieren, ist die **Einfallsrichtung** der Primärteilchen, die sich via Schauerfrontsampling aus dem Luftschauer rekonstruieren läßt. Die Einfallsrichtung der Gammastrahlung deutet direkt auf ihren Ursprung hin, während die der Teilchenstrahlung auf Grund des Magnetfeldeinflusses lediglich den letzten Rest ihrer Ausbreitung im interstellaren Medium widerspiegelt.
Die Photonen bilden oberhalb von 20 TeV lediglich einen sehr kleinen Anteil der gesamten kosmischen Strahlung und somit ist die Aufbereitung dieses **ungünstigen Verhältnisses von Signal** (Photonen) **zu Untergrund** (Hadronen) eine der Hauptaufgaben, um astrophysikalisch begründete Anisotropien in der Einfallsrichtung der kosmischen Strahlung zu finden. Auf die Berechnung der Untergrunderwartung zu einer gemessenen Verteilung von Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung wird in Kapitel 9 im Detail eingegangen.

2. Das HEGRA Experiment

Das Experiment HEGRA (**H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomie) [Lindner et al., 1997] wurde 1988 gegründet. Wie der Name besagt, dient es zur Untersuchung der kosmischen Strahlung mit einem Schwerpunkt auf der in Kapitel 1 beschriebenen **'Gamma-Astronomie'**. Neben der Gamma-Astronomie ist die chemische Komposition ein zweites wesentliches Aufgabengebiet, welches mit dem HEGRA Detektor untersucht wird.
HEGRA wurde von der Universität Kiel initiiert und wird momentan von einer Kollaboration aus sieben Instituten (Universitäten Hamburg, Kiel, Madrid, Wuppertal; Max Planck Institute Heidelberg, München; Physics Institute Erivan) betreut und genutzt.
HEGRA ist kein einzelnes Meßgerät, sondern ein Detektorkomplex, der aus einer Ansammlung einzelner Systeme besteht, die unterschiedliche Eigenschaften ausgedehnter Luftschauer vermessen.
In diesem Kapitel soll auf den **Aufbau des HEGRA Detektors** eingegangen werden, wie er für die vorliegende Arbeit Verwendung findet. Da in der Analyse ausschließlich **Daten der Jahre 1993 bis 1996** Verwendung finden, wird hauptsächlich auf den damaligen Detektorausbau eingegangen und Neuerungen werden lediglich der Vollständigkeit halber angeführt.

2.1 Standort des Experiments

Das HEGRA Experiment befindet sich auf dem Gelände des ORM[1] auf der spanischen Kanareninsel 'La Palma' (17° 53.5' westlicher Länge, 28° 45.7' nördlicher Breite).
HEGRA ist auf dem äußeren Rand eines erloschenen und stark erodierten Vulkankraters gelegen und erstreckt sich dort auf einer Fläche von $200\,\mathrm{m} \times 200\,\mathrm{m}$. Die mittlere Höhe des Detektorgeländes sei mit (2200 ± 40) m üNN angegeben, da die verfügbaren Landkarten keine genauere Bestimmung zulassen.
Die geometrische Struktur des Detektorfeldes (Abb. 2.1) gibt eine rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem (X,Y,Z) vor, dessen Z-Achse parallel zum Erdradiusvektor verläuft. Der Strahl der positiven X-Achse definiert einen Azimutwinkel $\phi = 0°$. Die Nordrichtung wird durch $\phi_n = 42.23°$ beschrieben und ϕ steigt über West, Süd und Ost an. Der Zenitwinkel ist mit $\theta = 0°$ in positiver Z-Richtung definiert. $\theta = 90°$ entspricht dem Horizont.
Selbst abgesehen von der Hangneigung am Kraterrand ist das Detektorfeld nicht eben, sondern in sich gekrümmt. Zu den Ecken des Detektorfeldes enstehen Differenzen von ± 15 m relativ zu einem 'flachen' Mittelteil. Damit ergibt sich als Näherung eine durch die Eckpunkte definierte Verkippung von $\sim 7°$ in Richtung NNW ($\phi = 63°$).

2.2 Beschreibung der Einzelkomponenten des HEGRA Experiments

Die Anordnung aller Meßstationen auf der $40.000\,\mathrm{m}^2$ großen Grundfläche ist Abbildung 2.1 zu entnehmen. Im Weiteren soll kurz auf alle Detektorkomponenten und ihrer Verwendbarkeit im Rahmen der vorliegenden Arbeit eingegangen werden. Der Schwerpunkt liegt dabei auf dem Szintillator-Feld, da es die letztendlich verwendete Komponente darstellt. Die Aufbereitung und Digitalisierung der Daten wird in Kapitel 3 beschrieben.

[1] Das ORM (Observatorio del Roque de los Muchachos) ist eins von zwei Observatorien des spanischen Instituto de Astrofisica de Canarias (IAC), dessen Hauptsitz auf Teneriffa liegt.

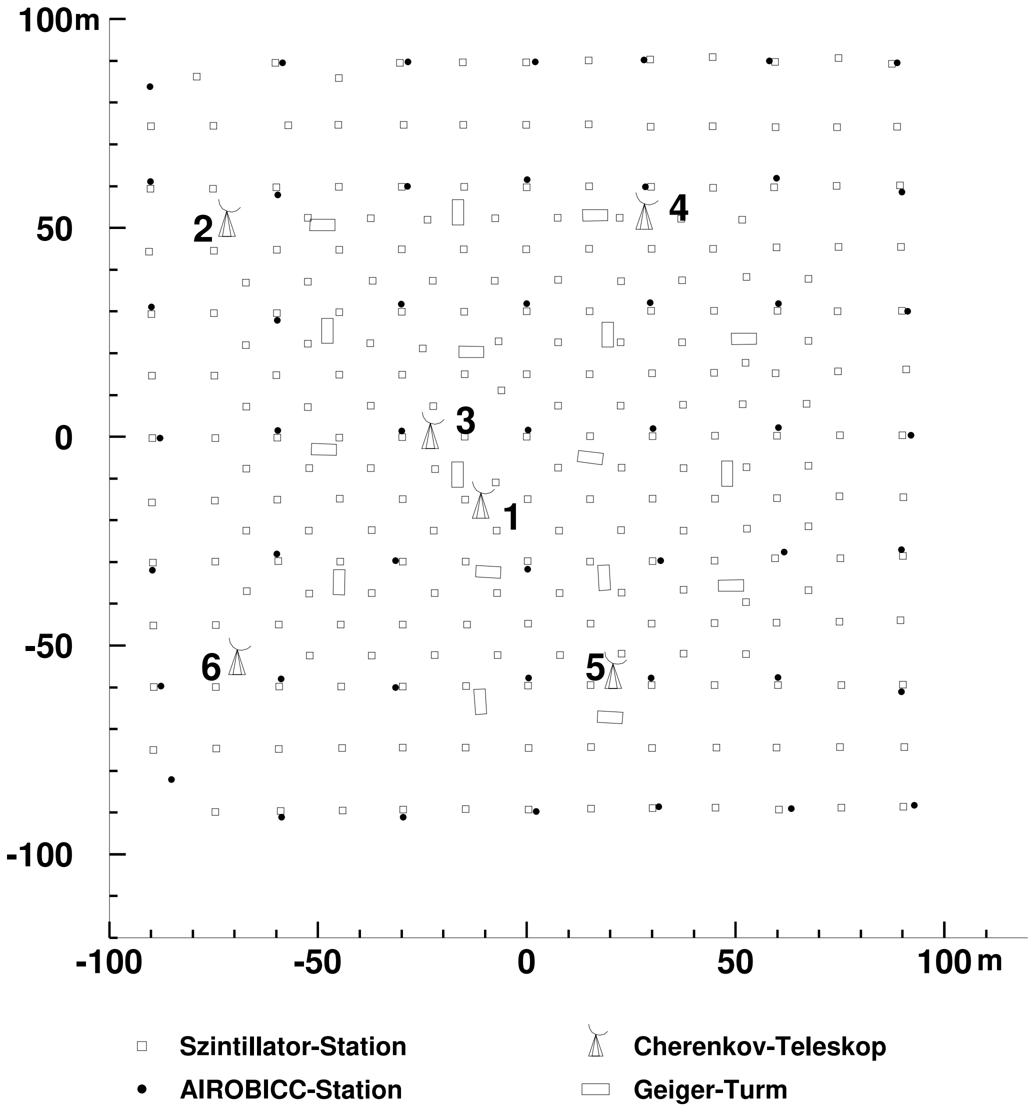


Abb. 2.1: Übersichtsplan der Lage der Detektorkomponenten des HEGRA Experiments (Zustand Juni 1996)

2.2.1 Teilchendetektor 1: Szintillator-Feld

Das sogenannte Szintillator-Feld [Krawczynski et al., 1996] mißt die elektromagnetische Komponente (Elektronen, Positronen, hochenergetische Photonen) der Luftschauer, deren Lateralverteilung durch die NKG Formel (Gl. 1.24 und 1.25) beschrieben wird.
Das Szintillator-Feld besteht aus einer Vielzahl einzelnen ähnlicher Meßstationen. Abbildung 2.2 zeigt den Querschnitt einer Station in einer Prinzipskizze. Jede Station ist in eine würfelförmige Wetterschutzhütte aus dünnem Zinkblech mit der Grundfläche von rund 1 m^2 integriert. Von oben gesehen muß die nachgewiesene Strahlung nach dem Blech erst 5 mm Blei (rund eine Strahlungslänge) durchqueren und erzeugt dann in 5 cm Plastikszintillator ein Signal, welches in Photomultipliern registriert wird. Der Innenteil jeder Station wird von einem Holztrichter getragen, der zur besseren Reflexion des im Szintillator erzeugten Lichts auf den Photomultiplier innen weiß gestrichen ist. Jede Station ist einzeln mittels Metallkabeln mit den zentralen Elektronik-Containern verbunden. Zur Kalibration befindet sich in jeder Station ein Lichtpulser in Form einer extern ansteuerbaren LED (Light Emitting Diode).
Diese Detektorkomponente nutzt das Verfahren des Schauerfrontsampling, wobei jede

einzelne Meßstation die Ankunftszeit und die Energiedichte der Schauerfront an einem Punkt des Schauers bestimmt.

Die Bleibelegung der Stationen unterdrückt sehr niederenergetische Teilchen und sorgt für eine Konversion höher energetischer Photonen in Elektron-Positron Paare. Damit trägt die Bleischicht durch eine schärfer bestimmte Schauerfront zur Verbesserung der Richtungsbestimmung bei [Eckmann, 1991].

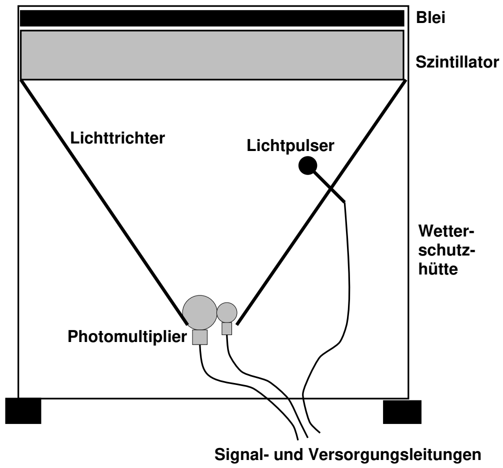


Abb. 2.2: Skizze einer Szintillator-Station (nicht maßstabsgerecht)

In den meisten Szintillator-Stationen werden zwei Photomultiplier (PM) zur Messung verwendet. Ein im Durchmesser kleiner PM zeichnet sich durch eine gute Zeitauflösung aus, erreicht aber schon beim Nachweis des Szintillationslichts weniger Teilchen eine Sättigung des Signals. Der größere PM besitzt eine etwas schlechtere Zeitauflösung, dafür weist er einen großen dynamischen Bereich auf, der auch noch Signale von einige 100 Teilchen eines Schauers pro Quadratmeter messen kann. Ein kleinerer Teil der Stationen zeichnet die Signale lediglich mit dem Anoden- und Dynodenabgriff auf. Diese Stationen haben eine gute Zeitauflösung, gehen jedoch schon früher in eine Sättigung. Da in der vorliegenden Arbeit zur Analyse lediglich die Einfallsrichtung der Schauer und damit Zeitauflösung von Bedeutung ist, werden diese Unterschiede vernachlässigt.

Somit liefert jede Szintillator-Station zwei Signale, die in einer Elektronikkette (siehe Kapitel 3.1.1) aufbereitet werden. Letztendlich erfolgt die Digitalisierung der Ankunftszeit in einem TDC (12-bit, Auflösung 150 ps/ch) und der Energiedichte in zwei ADCs (je 12-bit), die sich in ihrem dynamischen Bereich ergänzen.

Der Aufbau der Stationen erfolgte zeitlich in mehreren Schritten. Zunächst wurde ein kleines Grundsystem von 37 Stationen [Fernandez, 1993] im 'Gitter'-abstand von 15 m mit einem Zentrum aus 3x3 Stationen und strahlenförmigen Ausläufern installiert (S_K). Dieses Feld wurde dann zu einem 13x13 Feld [Merck, 1993] mit vollständiger Gitterstruktur von 15 m erweitert (S_{MM}). Zwei Eckhütten wurden auf Grund der Geographie des Geländes nicht aufgebaut. Weiter wurde ein zentraler Bereich mit 52 Stationen, asymmetrisch zum bestehenden Feld, verdichtet, indem das weitere Feld mit 15 m Gitterabstand 7.5 m in X- und Y-Richtung gegen das Grundfeld verschoben wurde (S_{H1}). Diese Verdichtung wurde abschließend noch durch weitere 24 Stationen symmetrisiert (S_{H2}). Die Stationen der Felder $S_{H1/2}$ sind die, die lediglich mit einem PM ausgestattet sind. Das Szintillator-Feld bestand Ende 1993 aus 219 Einzelstationen (bis einschließlich S_{H1}) und wurde 1995 auf 243 Stationen erweitert (inklusive S_{H2}).

Die Flächendichte ist durch den $S_{H1/2}$ Teil im zentralen Bereich des Detektor höher. Diese Verdichtung ist jedoch gegen das geometrische Zentrum des Feldes bis zur Erweiterung 1996 auf S_{H2} nach Westen verschoben. Die unterschiedliche Flächendichte wird in der Rekonstruktion der Schauer (Kapitel 5) berücksichtigt. Sie geht jedoch auch in die Triggerakzeptanz ein und verformt somit die Nachweiswahrscheinlichkeit für Schauer in lokalen Koordinaten im Vergleich zum Erwartungswert für einen vollständig symmetrischen Detektor.

Das Szintillator-Feld mißt seit 1989 in zeitlich variablem Aufbau mit anfänglichen Raten von 5 Hz und jetzigen 90 Hz. Im zur Analyse ausgewählten Zeitraum der Messungen von 1993 bis 1996 lag die Rate bei $\sim 13\,\mathrm{Hz}$. Zusammen mit technisch bedingten Ausfallzeiten und der Totzeit des Datennahme-Systems kann man daher theoretisch mit einem **Aufkommen von rund 250 Millionen Schauern pro Jahr** rechnen.

2.2.2 Teilchendetektor 2: Geiger-Turm Matrix

Die Geiger-Türme [Rohde et al., 1996] weisen hochenergetische ($> 10\,\mathrm{GeV}$) Teilchen (Myonen *und* Elektronen) der Luftschauer mit Hilfe von Geigerrohren nach. Die Matrix der Geiger-Türme besteht aus 17 einzelnen Stationen, die nicht symmetrisch zum 13x13 Szintillator-Feld installiert wurden. Sie bilden ein Gitter in den inneren zwei Dritteln des HEGRA Felds.

Jede einzelne Station besteht aus einem Gasbetonträgergerüst (BxHxL = 3.5m x 1.5m x 6.0m) in dem sechs Lagen zu je 160 Geigerrohren angeordnet sind. Unter der ersten und zweiten Rohrlage befindet sich eine Schicht aus 2.5cm Blei.

Die Türme sind gemeinsam an eine zentrale Gasversorgung angeschlossen und einzeln über Metallkabel zur Versorgung und Auslese mit den Elektronik-Containern verbunden.

Von Dezember 1994 bis Frühjahr 1995 wurden Daten mit allen Türmen in befriedigender Qualität für physikalische Untersuchungen gemessen. Im verbleibenden Zeitraum wurde die Datenqualität durch Probleme in der Gasversorgung erheblich beeinträchtigt. Die bisherige Datenmenge reicht für die in der vorliegenden Arbeit angestrebte Untersuchung nicht aus.

Von einem weiteren Betrieb der Geiger-Türme wurde auf Grund des hohen, notwendigen Gasverbrauchs seit Anfang 1997 abgesehen.

2.2.3 Cherenkov-Detektor 1: AIROBICC-Feld

Der AIROBICC (**AIR**shower **O**berservation **B**y **I**ntegrating **C**herenkov **C**ounters) Detektor [Karle et al., 1995a] mißt das Cherenkovlicht, welches von Teilchen des Luftschauers emittiert wird.

Damit wird, im Gegensatz zu den vorher beschriebenen Teilchendetektoren, eine Information über den gesamten Verlauf des Schauers gewonnen, da das Licht aus allen Höhen den Detektor erreichen kann. Die Messung des Luftschauers erfolgt wiederum mit der Methode des Schauerfrontsampling, wobei hier die Schauerfront durch die Cherenkov-Photonen gebildet wird. Diese Schauerfront ist weniger als 1 m dick und somit konzentrierter als die Teilchenfront. Die Cherenkovlicht-Messung ist auf Nächte ohne Mondschein und gute Wetterbedingungen angewiesen.

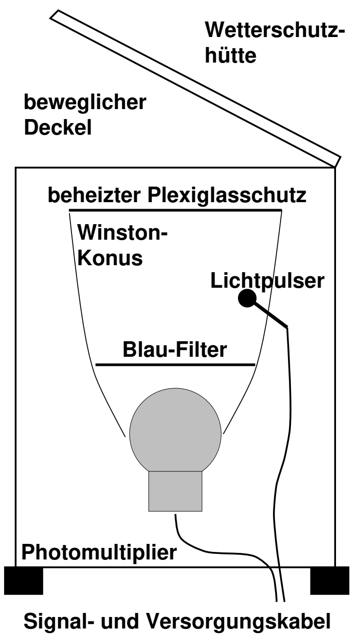


Abb. 2.3: Skizze einer AIROBICC-Station (nicht maßstabsgerecht)

Eine AIROBICC-Station (siehe Abb. 2.3) besteht aus einer Wetterschutzhütte mit $\sim 0.7\,\mathrm{m}^2$ Grundfläche. Die effektive Fläche einer Station beläuft sich hingegen auf $0.1\,\mathrm{m}^2$. Der Deckel jeder Station läßt sich mittels Motor öffnen und wird dabei um rund 150° gegen den geschlossenen Zustand gekippt. Im Innern jeder Station befindet sich auf einem Trägergestell ein Photomultiplier mit 19 cm effektivem Kathodendurchmesser. Der Photomultiplier ist durch einen Blaufilter und eine beheizbare Plastikfolie gegen einen Teil des Sternenlichts und Umwelteinflüsse geschützt. Zur effektiveren Lichtsammlung ist jeder PM von einem beschichteten, reflektierenden Lichttrichter, dem sogenannten Winston Konus, umge-

ben. Alle Photomultiplier wurden gleichorientiert installiert. Dies verursacht durch eine Asymmetrie im radialen Aufbau der PMs eine asymmetrische Nachweiswahrscheinlichkeit für Luftschauer in Abhängigkeit der lokalen Koordinaten Azimut- und Zenitwinkel (vergleiche Abb. 5.3).
Die Stationen liefern nach der Aufbereitung in der Elektronikkette, wie die Szintillator-Stationen, ein Signal der Ankunftszeit (12-bit TDC, Auflösung 150 ps/ch) und ein Signal der Dichte der Cherenkov-Photonen. Das Energiesignal wird wiederum zur Erhöhung des dynamischen Bereichs von zwei ADCs (je 12-bit) aufgezeichnet.
Die erste Ausbauphase beinhaltete 49 Stationen (vergleiche Abb. 2.1) in einer 7x7 Matrix mit 30 m Gitterabstand. Es folgte in mehreren Schritten eine Erweiterung in Form einer Verdichtung, analog zu den Szintillator-Feldern, auf ein 97 Stationen umfassendes Feld (ab April 1997) bestehend aus dem ursprünglichen (7x7) Feld und einem (7x7-1) Feld, welches um 15 m in X- und Y-Richtung gegen das erste verschoben ist.
Bei der Analyse der Schauern, die mit AIROBICC gemessen werden, muß der Aufbau der einzelnen Stationen besonders beachtet werden. Nur das Cherenkovlicht von Schauern, deren Einfallsrichtung einem Zenitwinkel $\theta \leq 32°$ entspricht, kann den Photomultiplier direkt erreichen, da es sonst zunächst zu einer Reflexion am Winston Konus kommt. Damit vermißt AIROBICC prinzipiell einen kleineren Ausschnitt des Himmels, als es die anderen Detektorkomponenten können.
AIROBICC Messungen sind in rund 10% eines Jahres möglich. Bei einer Rate von rund 20 Hz ergibt dies, unter Beachtung technisch bedingter Ausfallszeiten, ein **Datenvolumen von rund 60 Millionen Schauern pro Jahr**, also rund einem fünftel des Szintillator Aufkommens.

2.2.4 Cherenkov-Detektor 2: Abbildende Teleskope

Die HEGRA Teleskope messen, wie das AIROBICC-Feld, das Cherenkovlicht der Luftschauer und damit ist auch ihre Meßzeit auf gute Wetterbedingungen und mondlose Nächte beschränkt.
Die Teleskope sind alle *abbildende* Luft-Cherenkov-Teleskope. Das heißt, daß sie nicht wie bei der ersten Generation von Cherenkov-Teleskopen [Chudakov et al., 1962] nur die Rate der Cherenkov-Lichtblitze messen, sondern jeden Schauer als Abbildung in einer Kamera analysieren können (siehe Abb. 2.4).
Das einfallende Cherenkov-Licht wird auf die Fokalebene projiziert. So entsteht ein elliptisches Bild, welches die Schauerentwicklung widerspiegelt. Die Analyse dieser Abbilder orientiert sich an der Berechnung der Hillas-Parameter [Hillas, 1985].
Von den mittlererweile sechs Teleskopen (CT 1 ... CT 6) waren in der für die vorliegende Arbeit relevanten Zeit von Ende 1993 bis Mitte 1996 lediglich CT 1 und CT 2 in Betrieb.
Das Gesichtsfeld der Teleskope hat eine zur optischen Achse symmetrische Form und die Akzeptanz für Luftschauer läßt sich näherungsweise als zweidimensionale Gaußglocke mit einer Breite von etwa 3° beschreiben. Hierdurch ist für die Teleskope immer nur eine gerichtete Messung eines kleinen Raumwinkelbereichs möglich, wohingegen die bisher beschriebenen Komponenten ein großes Gesichtsfeld von annähernd einem Steradian vermessen. Die Teleskope werden auf Grund dieser Eigenschaft auch als 'pointing instruments' bezeichnet.

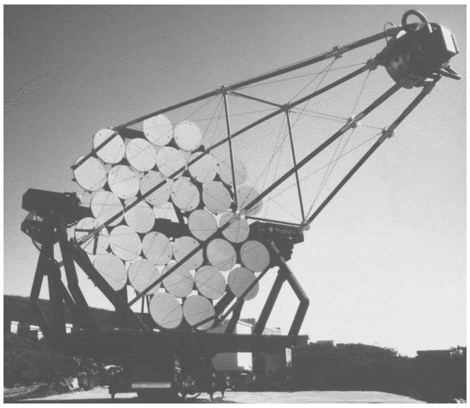


Abb. 2.4: Cherenkov-Teleskop CT 3 (Kamera oben rechts)

Das erste 1992 installierte Teleskop CT 1 [Krennrich, 1995] wurde mit einer äquatorialen Montierung realisiert und hatte ursprünglich eine Kamera aus 37 aktiven Elementen (Pixel) bei 5 m^2 Spiegelfläche. Später erfolgte ein Ausbau der Kamera und eine Erweiterung der Spiegelfläche.

Das zweite Teleskop CT 2 [Petry et al., 1996] wurde auf Grund der einfacheren Mechanik als azimutale Montierung realisiert und 1993 in Betrieb genommen. Die Spiegelfläche beläuft sich auf 8.5 m^2 und die Kamera wurde mit 61 aktiven Elementen konstruiert.

Die Teleskope CT 1 und CT 2 trugen im Zeitraum 1993 bis 1996 aktiv zum Trigger der anderen Detektorkomponenten bei. Hierzu wurde eine angepaßte Triggerbedingung gewählt, die die Energieschwelle der Teleskope anhob. Sie lieferten einen Beitrag von rund 1 Hz pro Teleskop. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine zeitweise starke Deformation der Nachweiswahrscheinlichkeit der AIROBICC- und Szintillator-Felder durch diese aktive Triggerung nachgewiesen und mittlerweile erfolgt lediglich eine passive Markierung der Schauer, die von den Feldern und mindestens einem der Teleskop CT 1 und CT 2 gemessen wurden. Da wir uns in den Analysen in der vorliegenden Arbeit auf Daten des Szintillator-Feldes *ohne* gleichzeitigen Betrieb von Cherenkov-Instrumenten beschränken, muß dieser Effekt nicht beachtet werden.

Das HEGRA-CT-System [Daum et al., 1997] besteht aus fünf Teleskopen (CT 2 . . . CT 6, Abb. 2.1). Das System ermöglicht durch stereoskopische Messungen und gekoppelte Triggerbedingungen eine nahezu untergrundfreie Messung der kosmischen Gammastrahlung.

2.3 Atmosphäre als Bestandteil des Detektors

Eine zeitlich variable Dichtestaffelung der Atmosphäre ebenso wie eine absolute Änderung der Materiesäule über dem Detektor hat einen Einfluß auf die Schauerentwicklung. Bei der Teilchenkomponente wirkt sich eine Wetteränderung im Wesentlichen durch eine Variation in der Erzeugungshöhe der Teilchen aus. Beim Cherenkovlicht kommt jedoch noch eine stark variable Absorption hinzu. Eine dünne Wolkenschicht kann von der Teilchenkomponente in erster Näherung ungehindert durchdrungen werden, da die Flächendichte der Atmosphäre mit und ohne Wolkenbildung gleich ist. Der Cherenkov-Lichtanteil, der oberhalb dieser Wolke erzeugt wird, wird jedoch stark absorbiert und somit ist die erdgebundene Cherenkovmessung deformiert. Die Entwicklung der Teilchenkaskade läßt sich in dieser ersten Näherung auf die Materiesäule im Strahlengang und damit im Prinzip auf den Luftdruck am Boden reduzieren, während die Cherenkovlichtmessung vom Zustand der Atmosphäre in allen Schichten beeinflußt wird. Im Detail wird selbstverständlich auch die Teilchenkomponente der Schauer durch die Materiestaffelung beeinflußt.

Messungen der Atmosphären-Parameter in unterschiedlicher Höhe stehen für La Palma nicht zur Verfügung. Daher sind wir auf Bodenmessungen der Wetterbedingungen beschränkt. Die von HEGRA selbst, in Verbindung mit den Geiger-Turm Messungen, aufgezeichneten Wetterdaten stellten sich als unzureichend heraus. Im Weiteren wird auf Wetterdaten des CAMC[2] zurückgegriffen, die mir von Bob Argyle, von der Universität Cambridge (England), freundlicherweise zur Verfügung gestellt wur-

CAMC Mittelwerte der Jahre 1992 bis 1996		
Luftdruck	$\langle P \rangle$ =	774.6 mbar
Temperatur	$\langle T \rangle$ =	8.817 °C
Feuchte	$\langle h \rangle$ =	33.63 %
Windgeschwindigkeit	$\langle ws \rangle$ =	2.3 m/s

Tab. 2.1: Wettermessungen des CAMC, gemittelt über die Jahre 1992 bis 1996

[2]CAMC – **CA**rlsberg **M**eridian**C**ircle Instrument, ein optisches Teleskop im Verbund des IAC, welches oberhalb des HEGRA Feldes am Kraterrand installiert ist

den. Die Messungen des CAMC erfolgen 500 m Luftlinie entfernt, rund 100 m oberhalb des HEGRA Feldes, in 5 Minuten Intervallen. Zur Verfügung stehen die Bodenwerte von Luftdruck P und -temperatur T, relative Luftfeuchte h und Windgeschwindigkeit ws und -richtung. Das langjährige Mittel (1992 - 1996) dieser Werte ist Tabelle 2.1 zu entnehmen.
Eine detaillierte Beschreibung dieser Daten und ein kurzer Vergleich mit einem Klimamodell findet sich in Anhang A.

2.4 Zusammenfassung und Ausblick

Das HEGRA Experiment bildet den Rahmen der vorliegenden Arbeit. Die Suche nach Anisotropien auf beliebiger Raumwinkel-Skala schließt die Verwendung der Pointing Instrumente CT 1 und CT 2 aus. Die Geiger-Türme sind durch ihre geringe nutzbare Meßzeit nicht zu verwenden. Es verbleiben somit die Detektorfelder **AIROBICC und Szintillator**. Beide Detektortypen vermessen die Luftschauer mit der Methode des Schauerfrontsamplings, d.h. durch Abtastung der Schauerfront in relativer Ankunftszeit und Energiedichte. Daten des AIROBICC Detektors können in der letztendlich angewandten Analysemethode nicht verwandt werden, weil eine Korrektur der Wettereinflüsse für diese Daten nicht möglich war. Da die Datennahme und Auswertung dieser beiden Detektorkomponenten im Wesentlichen parallel erfolgt, wird der AIROBICC-Datensatz in der Beschreibung trotzdem weiter beachtet, bis in Kapitel 5.4.2 die Begründung erbracht wird, weshalb der AIROBICC-Datensatz in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet werden kann. Dies soll im Weiteren auch verdeutlichen, daß die Messungen des Szintillator-Feldes bei gleichzeitigem AIROBICC Betrieb nicht verwendet werden können, da die Messung der beiden Komponenten nicht ausreichend entkoppelt werden können.
Die **Atmosphäre** muß als Bestandteil des Detektors angesehen werden, da sich der Luftschauer in dieser entwickelt und somit von ihrer zeitlichen Variablitität beeinflußt werden kann. Die Wetterdaten werden vom Carlsberg Meridiankreis Teleskop (CAMC) zur Verfügung gestellt.

3. Die Datennahme-Systeme

Der Aufbau der einzelnen Detektorstationen hat für die Suche nach räumlichen Anisotropien der kosmischen Strahlung keine entscheidende Bedeutung. Dagegen ist es wichtig, den Einfluß der Datennahme auf die Messungen zu untersuchen. Hier werden mehrere Einzelstationen in der Signalaufbereitung zusammengefaßt und ein Defekt kann durch eine geänderte Nachweiswahrscheinlichkeit eines Teils des Detektorfeldes eine Anisotropie der kosmischen Strahlung vortäuschen.
Die genaue Analyse der Rohdaten und der Datennahme ist notwendig, um eine konstante **Datenqualität** sicherstellen zu können und um zu verstehen, welche Schwankungen der **Datenrate** durch den Detektor selbst verursacht wurden.
Der Detektoraufbau, wie in Kapitel 2 beschrieben, legt eine minimale Energieschwelle zur Messung von Luftschauern fest, da der Schauer ausgeprägt genug sein muß, um bei der gegebenen Flächenbelegung mit Meßstationen noch als solcher erkannt zu werden. Das gesamte Datennahme-System grenzt die meßbare Datenmenge weiter ein. Zum einen wird die Energieschwelle durch den **Trigger** modifiziert und zum anderen wird durch die **Totzeit**, die mit der Datennahme verbunden ist, lediglich ein Teil der Schauer aufgezeichnet.
Die Datennahme-Systeme werden im Weiteren DAQ (engl. **D**ata **A**c**Q**uisition) genannt. Die DAQs der Teildetektoren sind voneinander weitestgehend unabhängig und getrennt in ARRAY DAQ (Szintillator- und AIROBICC-Felder), MYON DAQ (17 Geiger-Türme) und CT DAQ (CT 1-6).

3.1 Elektronik der Szintillator- und AIROBICC-Datennahme

Die Signale der einzelnen Stationen der Szintillator- und AIROBICC-Felder laufen in den zentral gelegenen Elektronik-Containern zusammen. Dort erfolgt die Aufbereitung der Signale in einer Elektronikkette in ähnlicher Weise für beide Felder (vergleiche Abb. 3.1). Die Aufbereitung für zur Erzeugung eines Trigger-Signals, nach dessen Auslösung die Daten digitalisiert werden.

3.1.1 Signalaufbereitung in der Elektronikkette

Von jeder Szintillator-Station laufen zwei Signale in den Elektronik-Container. Jede AIROBICC-Station liefert lediglich ein Signal, welches im Container durch einen Splitter aufgeteilt und in einem Strang weiter verstärkt wird. Hiernach erfolgt die weitere Aufbereitung der Signale beider Felder ähnlich aber getrennt voneinander und wir beschränken uns auf eine kurze Beschreibung der Aufbereitung von Szintillator-Signalen.
Eines der beiden Signale wird an einem Diskriminator (CFD - constant fraction discriminator) aufgeteilt. Wird die Schwelle des Diskriminators überschritten, so wird ein Rechtecksignal festgelegter Amplitude und Länge an einen Summierer weitergegeben. Wird an diesem Summierer eine Schwelle überschritten, so wird der Trigger ausgelöst. Ein weiteres Rechtecksignal wird an den TDC weitergereicht und ein Teil des ursprünglichen Signals gelangt zu einem ADC. Das zweite der beiden Signale wird ebenfalls zu einem ADC geleitet. Die gemischte Verwendung von ladungs- und spannungssensitiven ADCs kann für die vorliegende Arbeit vernachlässigt werden.
Alle Signale werden relativ zur Triggerinformation verzögert. Der Trigger setzt dann die Startbedingungen der ADCs und TDCs. Ein einkommendes Signal löst ein Stop des TDC-Kanals aus und das Signal wird in den ADCs digitalisiert.
Entscheidend für die vorliegende Arbeit ist, daß eine 'Bündelung' der Einzelhütten in den Modulen der Aufbereitungskette erfolgt und somit ein Ausfall gleich mehrere Stationen

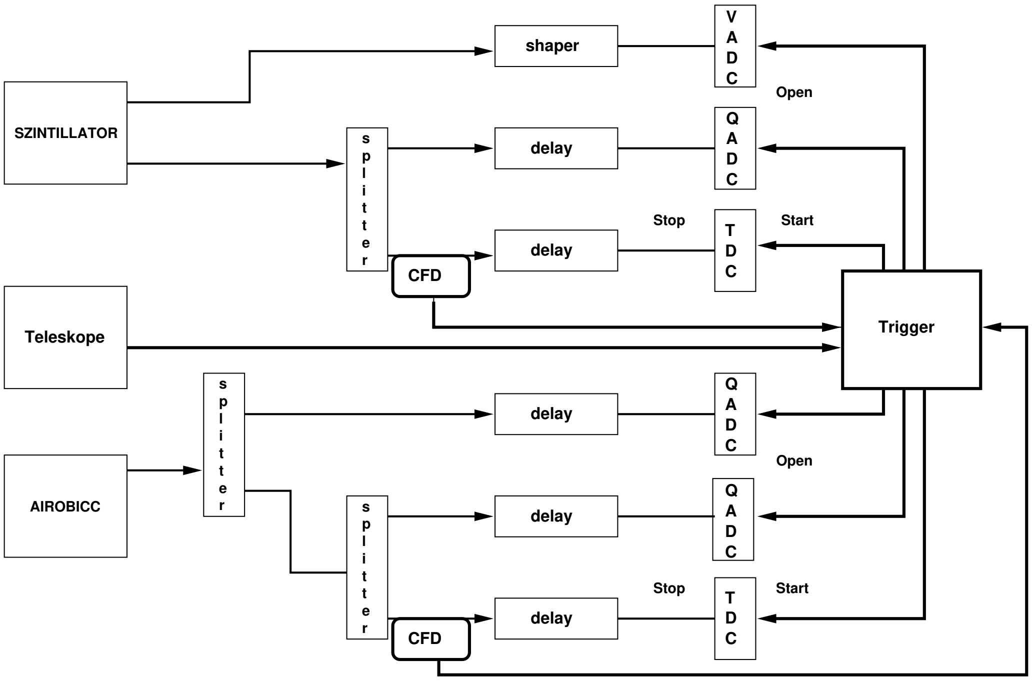


Abb. 3.1: Skizze der Signalwege von der Meßstation bis zur Digitalisierung

betrifft. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Software-Paket erstellt (siehe Kapitel 3.2.2), welches die Kontrolle der Datennahme und der Rohdatenqualität erlaubt. Dieses Paket ermöglicht den Nachweis eines Elektronikdefekts und,in Verbindung mit der in Kapitel 6 zu beschreibenden Datenselektion, den Ausschluß von Daten, die die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektor verfälschen können.

3.1.2 Triggerbedingungen der Datenauslese

Der sogenannte Trigger (Auslöser) ist eine Vorrichtung, die eine Prozedur startet, durch die die Meßdaten einzelner Schauer aufzeichnet werden. Die Realisierung des Triggers orientiert sich an der Aufgabe, ausgedehnte Luftschauer zu messen. Die Forderung lautet daher, daß an mehreren Punkten der Detektorebene ein Signal oberhalb der Grundrauschens anliegen muß und diese Signale 'gleichzeitig', entsprechend der dünnen Schauerfront, anfallen müssen.

Realisiert wird dies durch die Nutzung der Diskriminator (CFD) Signale. Jeder CFD erzeugt ein normiertes Rechtecksignal, welches eine Länge von 150 ns hat. Steigt die summierte Amplitude der CFD Signale über die sogenannte Triggerschwelle, so wird die Datenauslese gestartet. Für das Szintillator-Feld lag diese Schwelle für die verwendeten Daten bei ≥ 14 Stationen und für das AIROBICC-Feld bei ≥ 6 Stationen.

Neben diesem Trigger zur Aufzeichnung von Luftschauern gibt es noch Trigger, die die Aufzeichnung von Kalibrationsmessungen bewirken.

HEGRA Main Trigger

Der HEGRA Haupttrigger (**Main Trigger**) besteht aus vier Einzelbedingungen, die über ein logisches Oder gekoppelt sind.

- $\geq$14 Szintillator Zähler innerhalb 150ns
- $\geq$6 AIROBICC Zähler innerhalb 150ns
- $\geq$3 Pixel in CT 1 Kamera
- $\geq$3 Pixel in CT 2 Kamera

Da nur in wolken- und mondlosen Nächten eine Messung mit den Cherenkov-Komponenten erfolgen kann, verringert sich diese Bedingung tagsüber auf die einfache ≥ 14

Szintillatorbedingung. Dieser Main Trigger wurde in der hier relevanten Zeit von 1993 bis 1996 verwendet. Einen Überblick der zeitlichen Entwicklung des Detektoraufbaus liefert Tabelle 3.1.
Dieser Trigger veranlaßt die Auslese der Felder Szintillator und AIROBICC und wird an andere Komponenten und an Testaufbauten verteilt. Die Teleskope tragen im letztendlich verwendeten Datensatz aktiv zum Haupttrigger bei, verwenden ihn aber nicht selbst. Im Verlauf der vorliegenden Arbeit konnte ein störender Effekt dieser aktiven Teleskop Trigger ermittelt werden und nun erfolgt lediglich eine passive Kennzeichnung von Schauern, die sowohl von den Detektorfeldern als auch von den Teleskopen CT 1 und CT 2 getriggert würden.
Die durch den Trigger bedingte enge Kopplung der beiden Detektorfelder AIROBICC und Szintillator ist die Ursache des Ausschlusses von Daten mit gleichzeitigem Betrieb eines Cherenkov-Detektors aus den vorliegenden Analysen. Da eine Variation der Rate und der Nachweiswahrscheinlichkeit in lokalen Koordinaten des AIROBICC Detektors nicht in seine 'technischen' und astrophysikalischen Ursachen getrennt werden konnte, ist auch die Ursache der gleichzeitigen Schwankung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Szintillator-Feldes nicht feststellbar. Die in Kapitel 3.2 zu beschreibende große Totzeit der Datennahme verstärkt die gegenseitige Beeinflussung der beiden Systeme weiter.
Jede dieser Triggermöglichkeiten setzt im Falle der Aktivierung ein Bit in einem Register. Diese Information ist für den Großteil der Daten verfügbar. In Ausfallzeiten dieses Register muß auf eine Selektion nach Anzahl der beteiligten Stationen zurückgegriffen werden. Dabei fällt diese Softwaretriggerschwelle schärfer aus, als die Elektronikschwelle. Eine hierdurch bedingte Deformation der Daten kann jedoch in den Analysen nicht nachgewiesen werden.

Kalibrationstrigger

Zusätzlich zum Main Trigger, der zur Aufzeichnung von Luftschauern dient, werden zur Eichung der Stationen noch Kalibrationstrigger erzeugt. Hierbei wird nicht, wie beim Main Trigger, die Datenauslese durch die Stationen initiiert, sondern es wird eine zentrales Testsignal erzeugt. Dieses wird über eine Verteilermimik an die Stationen geleitet, wo dadurch ein Lichtimpuls der LEDs ausgelöst wird. Dieser Impuls wird dann wie ein normaler Schauer bearbeitet.
Die Kalibrationstrigger ordnen sich in die zwei Unterklassen LP-Trigger und TDC-Trigger ein.

- Der sogenannte **LP (Lichtpulser) Trigger** dient dazu, die Laufzeit der Signale auf den Zuleitungskabeln der Stationen zu vermessen. Es erfolgt eine Messung der Zeitdifferenzen zwischen Start der LED Auslösung und dem Stop durch die eingehenden Signale der Lichtdeposition. Der eigentliche Trigger wird wie beim Main Trigger durch die Summierung der CFD Signale erzeugt. Mit diesem Kalibrationstrigger sind die Variationen in der Signallaufzeit von rund ± 2 ns in 24 Stunden zu korrigieren. Dies ist insbesondere entscheidend für die Richtungsrekonstruktion, da diese Laufzeitschwankungen nicht synchron in allen Zählern auftreten und somit die relative Ankunftszeit zeitlich variiert.
- Beim sogenannten **'TDC-Trigger'** wird ein künstliches Start und Stop der TDCs erzeugt und anschließend die Datenauslese gestartet. Das Zeitintervall zwischen Start und Stop wird dabei in 25 ns Schritten bis zu 600 ns erhöht. Mit diesem Trigger kann die Umrechnung dieses Zeitintervalls von Nanosekunden in TDC Kanäle erfolgen und man erhält eine Eichung der Zeitauflösung und der Linearität der TDCs. Dies ist mit keiner Energiedeposition in den Stationen verbunden und man erhält gleichzeitig eine Eichung des Grundrauschens (Pedestal) der ADCs.

Spezielle Trigger und Meßbedingungen zur Luftschauermessung

Die oben genannten Triggerbedingungen wurden durch Bedingungen erweitert oder ersetzt, die manuell konfiguriert und bedient werden. Mit Einsetzen dieser Bedingungen ist, im Hinblick auf die angestrebten Analysen, kein annähernd konstanter Detektorbetrieb mehr gegeben und die Effizienz der Detektorkomponenten ist schnellen zeitlichen Variationen unterworfen. Alle zusätzlichen Trigger dienen zur Aufzeichnung von Luftschauern unter besonderen Bedingungen mit dem Ziel, kurzzeitige Signale (sogenannte Gamma Ray Bursts) oder Punktquellen der kosmischen Gammastrahlung besser suchen zu können.

- AIROBICC Betrieb bei Mondschein (Das Streulicht des Mondes, der noch einige Grad über dem Horizont steht, wird durch fortwährende manuelle Änderung der Spannung der AIROBICC PMs 'kompensiert')
- Teilweise Einsatz des erweiterten AIROBICC-Felds (≥ 6 aus $n+m$ statt aus n Stationen)
- Vorskalierter 4-fach Trigger (Reduktion der Szintillatorbedingung auf ≥ 4 und Selektion jedes m-ten Schauern aus dieser Bedingung zusätzlich zur ≥ 14 Bedingung)
- HAST[1] (Winkelabhängige Selektion einer *nicht* vorskalierten ≥ 4 Szintillator Bedingung [Mildahn & Prietz, 1997, Krawczynski, 1997])

Daten, die ab Mitte 1996 mit diesen speziellen Triggern aufgezeichnet werden, sind hierdurch starken zeitlichen Schwankungen, z.B. in der Meßrate, unterworfen. Hier ist eine Trennung einer technischen oder astrophysikalischen Ursache der Ratenänderung nicht möglich und die Daten werden in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet.

3.1.3 Absolute Zeitmessung

Zur Messung der absoluten Ankunftszeit eines Luftschauers wird innerhalb des HEGRA Experiments eine Rubidium-Uhr, gekoppelt mit einem GPS[2]-Empfänger, verwendet. Das 5 MHz Rubidium Signal wird mit dem 1 Hz Signal des GPS Signals synchronisiert. Der Abgleich mit einer absoluten Zeit erfolgt auch über das GPS System. Als Besonderheit werden jedoch keine Schaltsekunden beachtet. HEGRA bestimmt eine stetig fortlaufende Uhrzeit, die gegen die UTC (Universal Time Coordinated) Zeit absolut versetzt ist.

Zur Projektion von lokalen Koordinaten in Himmelskoordinaten ist prinzipiell jederzeit eine Korrektur der 'HEGRA Zeit' in UTC unter Berücksichtigung der Schaltsekunden möglich. In der Praxis mußte jedoch durch technische Defekte mehrfach eine manuelle Nachjustierung erfolgen. Somit ist eine absolute Zeitskala mit einer Genauigkeit von einer Sekunde und eine relative Zeitauflösung von $0.2\,\mu$s gegeben. Diese Zeitbasis ist mit einer Genauigkeit von $\pm 0.004°$ wesentlich besser als die Winkelauflösung.

Alle DAQs verwenden die selbe Rubidium-Uhr zur Zeitmessung. Ein Test der Zeitmessungen erfolgt mittels eines Vergleiches mit den internen Uhren der DAQ Rechner.

3.1.4 HEGRA EDV-Infrastruktur auf La Palma

Alle HEGRA zugeordneten Rechner, die auf La Palma installiert sind, sind via 10 Mb-Ethernet untereinander verbunden und via FDDI (Fiber Distributed Data Interface) mit dem WAN (Wide Area Net, weltumspannendes Computernetz) verbunden, sodaß eine Kommunikation zwischen dem Standort des Experiments und den beteiligten Instituten möglich ist.

Die ARRAY DAQ setzt sich im Zeitraum von 1993 bis 1996 aus zwei Rechnern zusammen, die über das lokale Ethernet-Netzwerk untereinander kommunizieren. Die Topo-

[1] HAST – Hamburg Angular Sensitive Trigger

[2] GPS – Global Positioning System. Ein System von Navigationssatelliten, die neben einer Ortsinformation des Empfängerstandpunktes auch eine genaue Zeitreferenz verteilen.

logie der internen Vernetzung, die 1993 in erster Näherung als Einzelstrang realisiert wurde, führte nachweislich zu starken Störungen der ARRAY DAQ und wurde deshalb durch den Einsatz eines sogenannten Switches in eine Sternform umgewandelt, bei der je zwei Zweige kommunizieren können, ohne andere Zweige des Netzes zu beeinflussen. Hierbei wurden die beiden Rechner der ARRAY DAQ von den anderen entkoppelt. Die damit behobene Störung war eine Verringerung der Bandbreite zwischen den beiden Datennahmerechnern, die zu erheblich erhöhter und variabler Totzeit führte.
Die Netzanbindung an die Heimatinstitute ließ eine Onlinekontrolle 1993 noch nicht zu. 1995 besserte sich die Situation der verfügbaren Bandbreite deutlich und ein externer Eingriff in die Experimentsteuerung mit einer Qualitätskontrolle als Fernwartung ist realisiert worden.
Allgemein erbrachte der beständige Ausbau der Netz-Bandbreite, der CPU Leistung der Rechner und die Entwicklung von Kontrollprogrammen im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine schnellere Reaktionszeit bezüglich auftretender Elektronikdefekte und Fehlbedienungen der Datennahme.

3.2 Die Datennahme ' ARRAY DAQ' im Detail

Die beiden Felder Szintillator und AIROBICC bilden seit Einführung des AIROBICC-Feldes in der Datennahme eine Einheit. Ihr Zustand wird ausgelesen und gespeichert, nachdem der HEGRA-Haupttrigger (Kapitel 3.1.2) einen Schauer gemeldet hat. Nach der Digitalisierung werden die Informationen beider Detektoren zusammen abgespeichert.
Hier soll die ARRAY DAQ beschrieben werden, mit der die verwendeten Daten aufgezeichnet wurden. Eine kurze Beschreibung der NEW DAQ, die aus der Analyse der alten Datennahme hervorging, erfolgt in Kapitel 3.4. Diese NEW DAQ wird in vollem Umfang seit Mai ' 97 betrieben.
Nach der Digitalisierung der Signale erfolgt die Auslese der ADCs, TDCs, Zähler und Register durch einen Rechner (Kinetics F800 oder Struck CHI330, beide mit einem OS9 Betriebssystem), der direkt über die Backplane mit dem FASTBUS System verbunden ist. Hier erfolgt eine Bearbeitung der Informationen in der Form, daß alle Kanäle ohne Information und die Energiewerte unterhalb einer Schwelle unterdrückt werden. Die so ' komprimierte' Information wird über ein Koaxialkabel im sogenannten ' connection less datagramm' Modus zu einem zweiten Rechner (DEC Station 3100 unter Ultrix) gesandt, der die Daten abspeichert. Die Datagramme bestehen aus einer fest vorgegebenen Anzahl von Bits und enthalten zwischen 2 und 0.2 Luftschauer. Die DEC Station muß damit die Ereignisse aus den Datagrammen erneut aufbauen. Weiter erfolgt eine Sortierung in Kalibrations- und Luftschauerdaten, sowie die Zuordnung von ' Kanälen eines Moduls' und den Meßstationen.
Die beiden Schwachpunkte dieses Verfahrens sind zum einen die Möglichkeit des Datenverlusts (kein Übergabeprotokoll!) und zum anderen die Verwendung des allgemein genutzten Ethernets. Diese Verbindung wurde wie oben beschrieben vom allgemeinen HEGRA-Netz über einen Switch entkoppelt. Eine vollständige Abkoppelung ist nicht erwünscht, um die Daten von weiteren Rechnern verwerten zu können. Die Einführung des Switches führte zu stabilen Transferraten. Die Transferraten liegen allerdings in jeder Konfiguration weit ($\leq$40%) unter dem theoretischen Wert von 10 Mb/s. Dies ist auf die Controller der FASTBUS Rechner zurückzuführen, da eine direkte Kopplung von zwei DEC Stations die maximale Rate sofort erreichte.
Ein Datenverlust ist eindeutig zu identifizieren, da jedem Datagramm eine eindeutige Kennung beigefügt wird. Die Sortierung der Ereignisse auf der DEC Station verwirft das gesamte Ereignis zu dem ein Datagramm fehlt. Es ist im gesamten Datenbestand kein unvollständiges Ereignis gefunden worden und es ist keine falsche Einsortierung eines Datagramms in ein anderes Ereignis festgestellt worden. Der Effekt beläuft sich somit lediglich auf den Verlust eines Ereignisses und trat rund einmal in 50.000 Ereignissen

auf.
Die DEC Station wird zu rund 10% mit der DAQ ausgelastet. Wird dieser Rechner mit zusätzlichen Aufgaben betraut, so kommt es nachweislich zu Datenverlusten von über 20%. Dies ist inakzeptabel hoch, da damit nichtreproduzierbare Schwankungen in einem von vornherein sehr ungünstigen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis induziert werden. Man kann mit Signalbeiträgen im Bereich von weniger als 10^{-4} des Untergrunds rechnen (siehe Kapitel 7 und folgende). Die betroffenen Datensätze werden daher nicht verwendet und nach Identifizierung des Problems wurde dieser Rechner ausschließlich als DAQ Rechner verwendet.

3.2.1 Struktur der Datensätze

Die Struktur der Datensätze ist seit Anfang 1993 bis heute identisch geblieben. Jede Messung (Run) besteht aus Datensätzen (Subruns), die je 50.000 Luftschauer enthalten. Mehrere Runs werden willkürlich zu einer 'Disk' (früher wurde je eine solche Einheit auf einer optischen Platte gespeichert) zusammengefaßt. Luftschauer- und Kalibrationsdaten werden getrennt aufgezeichnet. Der Datensatz "`./HEGRA_678/Prod_123.5`" wäre der 5. Subrun des 123. Runs auf Disk 678 und würde Luftschauerdaten (`Prod_` im Gegensatz zu `Calib_`) enthalten.
Ein Subrun wird eingeleitet von einem Datenkopf (Runheader), der gemeinsame Informationen der 50.000 Schauer (Events) enthält. Diesem Runheader folgt ein Datenblock, der seinerseit wieder für jeden Schauer aus einem Kopf (Eventheader) und einem Datenblock (DATA) besteht.
Ein Eventheader beinhaltet die eindeutigen Merkmale eines Schauers, wie z.B. den absoluten Zeitpunkt des Triggers und die Anzahl der beteiligten Detektorstationen. Der DATA Teil enthält für jede beteiligte Station ihre eindeutige, symbolische Position im Detektor, sowie die ungeeichte Kanalzahl der beiden ADCs (im Weiteren mit **Q** – hoch verstärkt und **V** – gering verstärkt bezeichnet) und des TDCs (im Weiteren **T**). Jede Station mit einem einzigen gültigen Eintrag in **Q**, **V** oder **T** wird in die Daten eines Schauers aufgenommen. Gültig bedeutet für die ADCs ein Signal oberhalb von 2σ Streuung des Grundrauschen (Pedestal), wobei der Pedestalwert nicht subtrahiert wird. Ein ADC Wert unter dieser Schwelle wird auf Null gesetzt. Dies ermöglicht eine nachträgliche, exakte Bestimmung der Pedestalwerte. Ein TDC ist gültig, falls er einen Start erhalten hat und nicht im Überlauf steht.
Das gewählte Vorgehen erzeugt einen Anteil von Stationen mit geringer Energiedeposition und keinem Zeitsignal. Dies wird im Folgenden als Rauschen betrachtet. Weiter wird durch die extreme Nähe von Signal und Rauschen ein Teil des Energiesignals unterdrückt, obwohl eine sinnvolle Zeitzuordnung existiert. Dieses Verfahren begründet sich durch den kleinen Hauptspeicher des F800 Systems, der eine Zuordnungstabelle von ADC/ TDC-Kanälen in Stationskoordinaten nicht erlaubt. Diese Einsortierung erfolgt erst auf der DEC Station 3100. Jedoch ist eine Vorselektion auf dem F800 notwendig, da ein Ethernettransport *aller* Signale, also von maximal großen Ereignissen, zu einer inakzeptabel kleinen Datenrate von $\leq$3Hz und einer Totzeit des Systems von $\geq$80% führt.
Die Struktur der beiden Ereignisklassen *Kalibration* oder *Luftschauer* sind identisch, sie werden aber in getrennten Datensätzen gespeichert. Eine Kalibration findet jeweils 20 Minuten nach der letzten statt und dauert je nach Konfiguration der DAQ 90-120 Sekunden. Ein Kalibrations-Zyklus enthält 35×5 TDC-Trigger gefolgt von 200 LP-Triggern. Hierdurch ist ein Meßzeitausfall von $\sim 10\,\%$ bedingt, der hauptsächlich durch die langsame Verarbeitung (kleine Ethernet-Bandbreite) extrem großer 'Luftschauer' verursacht wird.
Abbildung 3.3 zeigt die gesamte Information, die eine Detektor Station (im Beispiel eine zentral gelegene Szintillator-Station) liefern kann. Die Bündelung der Information und die Darstellung erfolgt mit einem Überwachungsprogramm, welches im Verlauf der

vorliegenden Arbeit entwickelt wurde (siehe Kapitel 3.2.2).

3.2.2 Qualitätskontrolle der Daten

Da es für die vorliegende Arbeit entscheidend ist, Änderungen in der Detektoreffizienz zu erkennen und zu verstehen, um astronomische und technische Ursachen von Effekten zu trennen, wurde eine Kombination von Testprogrammen entwickelt.
Ziel war es, einen schnellen Überblick über den Detektorzustand zu erhalten und Defekte leichter lokalisierbar zu machen. Die geringe Ausstattung der Rechner mit RAM und CPU Leistung schloß eine direkte graphische Darstellung aus und limitierte die gleichzeitig zugreifbare Datenmenge.
Mit den im Folgenden zu beschreibenden Kontroll-Programmen konnten mehrfach Elektronikfehler eindeutig lokalisiert und behoben werden. Anfänglich wurden die Programme entwickelt, um direkt während einer Messung die Datenqualität zu beurteilen. Bei der Datenselektion und den Analysen im Verlauf der vorliegenden Arbeit wurden sie jedoch auch genutzt um Elektronikdefekte im gesammelten Datenbestand nachträglich eindeutig nachzuweisen.

Informationen eines Schauers im EVENTDISPLAY

```
==============================================================================================================================
=====  Any NUMBER stands for "mod(Ch#,100)",      "-" means hut NOT in event,     "x" means really ZERO channels   =====
==============================================================================================================================
>>>>  /data0/HEGRA_1004/Prod_6298.1  <<<<
EVENT is  812.7min behind real UTC (3.3min security border)
EVENT: 7825         SIZE: 290      CAL-ID: 0     (   7825th EVT)              TRIGGER: SC       AI
                                   TIME (AXP):   Mon May  5 21:27:11 1997
                                   TIME (Rb) :    0 DayOff  21:27:13          MHz: 0.523106400
RATES (update each 100evt)  DATA:  31.7Hz    SINGLE: 426.2kHz (?)
STATISTIC (in minutes)      DEAD:   7.3%     ON:4.9      OFF(short):0.4      OFF(long):0.0      OFF(cal):0.0
==============================================================================================================================
TRIGGER STATISTIC:            SCI    3705   |  FOUR       0   |  HAST       0   |  AIR    6345   |  CT      339
==============================================================================================================================
=== MUNICH(top left = 2.1)  TIME                          CHARGE                                     VOLTAGE                ===
  - 14  - 15 16 17 18 20 19 21 22  - 25    -  6  -  5  8  8  6  6  6  6  5  -  6    -  0  -  0  0  0  0  0  0  0  0  -  0
 15  - 17 17 18  - 18 22 20 22  - 26 24    6  -  6  6  6  -  7  5  7 10  -  6  5    0  -  0  0  0  -  0  0  0  0  -  0  x
 20  -  - 19 18 19 20  - 21 22 23 24 25    6  -  -  4  5  7  7  -  6  7  6  6  6    0  -  -  0  0  0  0  -  0  0  0  0  x
  - 17 19 19  - 20 20 22 22 23 23 24 26    -  8  5  6  - 10  9 11 11  8  7  8  7    -  0  0  0  -  0  0  0  0  x  0  0  0
  - 17  -  - 18 19 20 21 21 21 23 24 24    -  6  -  -  5  9  5  9 12  8  9  7  6    -  0  -  -  0  0  0  0  0  0  0  0  0
 18 18 19 19 20 20 21 23 22 23 23  - 24    5  6  5  6  6  9  8 17 17 10 11  -  9    0  0  0  0  0  1  0  1  1  0  0  -  0
  -  - 21 21 20 21 21 23 23 23 24 24 26    -  -  4  8 11 11 16 24 22 13 11  5  7    -  -  0  0  1  1  2  0  3  x  2  0  0
  - 20  - 21 22 23 23 24 24 24 25 25 26    -  9  -  6 11 15 21 26 30 22 10 12  8    -  0  -  0  1  1  3  4 13  0  0  0  0
 22 24  - 23 24 24 25 26 25 27 27 28 28    4  5  -  8 11 15 17 33 40 26 15 11  8    0  0  -  0  1  2  1 11 18  0  0  0  0
  - 24 23 24 24 26 26 27 26 25 28 29 29    -  4  5  6  8  9 12 16 26 39 15 11 12    -  0  0  0  0  x  0  0  0  0  0  0  0
 24  -  - 26 26 27 27 28 28 29 28 30 31    8  -  -  6  8  8 12 10 13 14 14  7 13    0  -  -  0  0  0  2  0  0  0  3  0  x
  -  - 26 27  - 28  - 29 29 30 31 31 33    -  -  7  5  -  8  -  9 12 14 11 10 10    -  -  0  0  -  0  -  0  0  0  0  x  x
  -  - 26 28 29 30 30 32 30 30 32 30 33    -  -  8  7  9 10 12  8  8  6  9  5  8    -  -  0  0  0  0  0  0  0  0  0  0  x
=== HAMBURG(top left = 2.1)  TIME                         ANODE                                      DYNODE                 ===
  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -
  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -
  -  - 20 20 19 20  - 21 22 23  -  -  -    -  -  4  5  7  5  - 10 11  7  -  -  -    -  -  5  5  6  4  -  9 10  6  -  -  -
  -  - 20 20 20 21 22 23 23 24 24  -  -    -  -  6  7  8  8  6 11 11 10 10  -  -    -  -  5  6  6  6  7  7 10  7  7  -  -
  - 20 21 21 22 23 23 22 23 21 25  -  -    -  6  6  8 12 14 11 13 13 17 11  -  -    -  6  5  6  9 10  7  9  9 13  9  -  -
  - 19 21  - 21 21 22 24 24 25 25  -  -    -  6  5  -  6  9 15 16 14 16 10  -  -    -  5  5  -  6  6 21 15 12 13  9  -  -
  - 21 22 22 23 24 24 24 24 26 26  -  -    -  6 10 10 11 18 18 22 18 25 18  -  -    -  5  6  6  8 12 10 16 13 20 14  -  -
  - 22 22 24 24 25 25 25 26 27 27  -  -    -  5  8 11 12 15 18 25 26 38 17  -  -    -  3  5  7 10 11 13 16 22 24 11  -  -
  - 24 24 24 25 26 26 27 27 29 28  -  -    -  6  8  8  9 14 21 26 22 39 21  -  -    -  5  6  7  6 11 13 20 22 28 16  -  -
  -  - 26  - 26 25 26 29 29 30  -  -  -    -  -  6  - 12 11 16 24 25 30  -  -  -    -  -  5  -  8  9 13 21 19 17  -  -  -
  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -
  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -
  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -
=== AIROBICC(top left = 2.1)  TIME                        HIGH                                       LOW                    ===
  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -    -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -  -
  -  -  5  7  7  9 11 13 18 16  -  -  -    -  -  6  7  7  7  6  9  7  6  -  -  -    -  -  4  5  4  5  4  6  5  4  -  -  -
  -  -  7 10 11 12 12 15 17 18  -  -  -    -  -  6 10 10 10 12  9 12  9  -  -  -    -  -  4  5  6  5  5  4  5  5  -  -  -
  -  -  9 12 12 13 14 15 17 19  -  -  -    -  -  7  8 11 12 13 12 12 11  -  -  -    -  -  5  5  5  6  5  5  5  5  -  -  -
  -  - 12 12 13 15 16 18 19 22  -  -  -    -  -  9 12 12 16 17 17 12 11  -  -  -    -  -  5  5  5  5  7  7  5  5  -  -  -
  -  - 14 16 16 18 18 20 19 24  -  -  -    -  -  8 11 11 14 13 16 14 13  -  -  -    -  -  3  5  5  4 11  7  5  6  -  -  -
  -  - 15 16 18 19 19 20 23 30  -  -  -    -  -  6  9 13 18 16 15 13 12  -  -  -    -  -  5  4  5  5  6  5  6  6  -  -  -
  -  - 17 18 19 20 20 24 28  -  -  -  -    -  -  8  7  9 12 15 16 12  -  -  -  -    -  -  4  5  5  6  6  6  5  -  -  -  -
  -  -  - 22 22 23 24 29 36  -  -  -  -    -  -  - 11 10 12 13 13  9  -  -  -  -    -  -  -  5  6  6  5  5  5  -  -  -  -

  -  - 12 14 15 16  -  -  -  -  -  -  -    -  -  8 12 15 16  -  -  -  -  -  -  -    -  -  4  6  4  6  -  -  -  -  -  -  -
  -  - 14 15 17 17  -  -  -  -  -  -  -    -  - 10 13 16 14  -  -  -  -  -  -  -    -  -  4  6  6  6  -  -  -  -  -  -  -
  -  - 16 17 18 11  -  -  -  -  -  -  -    -  -  7 10 17  4  -  -  -  -  -  -  -    -  -  6  6  7  8  -  -  -  -  -  -  -
  -  - 19 20 21 22  -  -  -  -  -  -  -    -  -  7 10 10 17  -  -  -  -  -  -  -    -  -  5  5  5  6  -  -  -  -  -  -  -
==================================== PAUSE: <ctrl>s ,  GO ON: <ctrl>q  ========================================
```

Abb. 3.2: Ein Luftschauer in der Darstellung des EVENTDISPLAY (Erläuterung siehe Text)

Die Basis der Testroutinen stellt das EVENTDISPLAY dar (vergleiche Abb. 3.2). Es zeigt direkt während der Datennahme eine vertretbare Untermenge (~ 1 Hz) der Luftschauer in ihrer Roh-Information. Im oberen Teil werden Informationen über den Verlauf der Messungen bereitgestellt. Im unteren Teil wird in neun Sektoren die Information jeweils eines einzelnen Schauers dargestellt. Von den 9 Sektoren stellen die Zeilen jeweils ein Detektorfeld dar (Szintillator als 13×13 Feld, Verdichtung des Szintillator-Feldes, AIROBICC). Die Spalten geben von links nach rechts die TDC und die beiden ADC Informationen wieder.
Anhand der ADC-Kanal Verteilung (rechte 2/3 Abb. 3.2) sind teilweise Kernorte lokalisierbar und anhand der TDC-Verteilungen (linkes 1/3 Abb. 3.2) die grobe Schauerorientierung sichtbar. Bei falscher Verkabelung zeigen sich Unstimmigkeiten in den Strukturen. Ebenso sind Ausfälle von Detektorgruppen einfach zu sehen.
Bei einem Defekt kann ein gemeinsam genutztes Elektronikteil identifiziert und ausgewechselt werden. Weiter konnte z.B. ein beständig aktiver LP-Trigger durch ungewöhnliche Häufigkeit riesiger Schauer identifiziert werden.

Konsistenztest der Schauer – MYCHECK

Das Paket MYCHECK analysiert einen kompletten Run im nachhinein auf seine Selbstkonsistenz. Diese Tests erfolgen auf der Basis von Einzelschauern (z.B. müssen die Koordinaten der Stationen erlaubt sein und die Meßwerte im Digitalisierungsbereich liegen) und auf Folgeschauer (z.B. muß die absolute Zeit des Triggerzeitpunktes von Schauer zu Schauer anwachsen).
Zum Schluß werden einige statistische Werte ermittelt (z.B. Datenrate und Prozentsatz, mit der Einzelstationen zu den Daten betragen - Rauschen/Defekte).
Mit diesem Programm werden einzelne ausgefallene Meßstationen lokalisiert. Desweiteren konnte z.B. ein Defekt der Rubidium-Uhr aufgedeckt werden und fehlerhaft in die Daten integrierte Kalibrationsmessungen gekennzeichnet werden.

Alle Informationen einer Meßstation – LOOKRAWDATA

Abbildung 3.3 zeigen ein Beispiel für die Ausgabe des Programms 'LOOKRAWDATA'. Bei einem Verdacht eines Defekts erlangt man hiermit einen Überblick über alle Informationen einer Station und kann damit logisch die Fehlerursache eingrenzen.
Wurde mit den anderen Programmen ein 'Ausfall' einer Station nachgewiesen, kann hiermit die Ursache eingegrenzt werden, bevor weitere Testmessungen erfolgen. So kennzeichnet sich eine defekte Leitung z.B. durch den Ausfall der TDC Signale für den Main Trigger und den LP-Trigger, während die Zeitrampe eine korrekte Funktion des TDCs angibt. Eine gleiche Amplitude für Pedestal- und LP-Messungen zeigen auf den Ausfall eines Station. Ist jedoch nur ein ADC Zweig betroffen, so ist ebenfalls das betroffene Bauteil eingeschränkt. Regelmäßige Untersuchungen aller Stationen ermöglichen den Nachweis von Rauschen in den Bauteilen und können so eine schnelle Reparatur nach sich ziehen. Ein vollständiges Durchmessen aller Signalleitungen mittels Oszilloskop kann so zumeist vermieden werden.

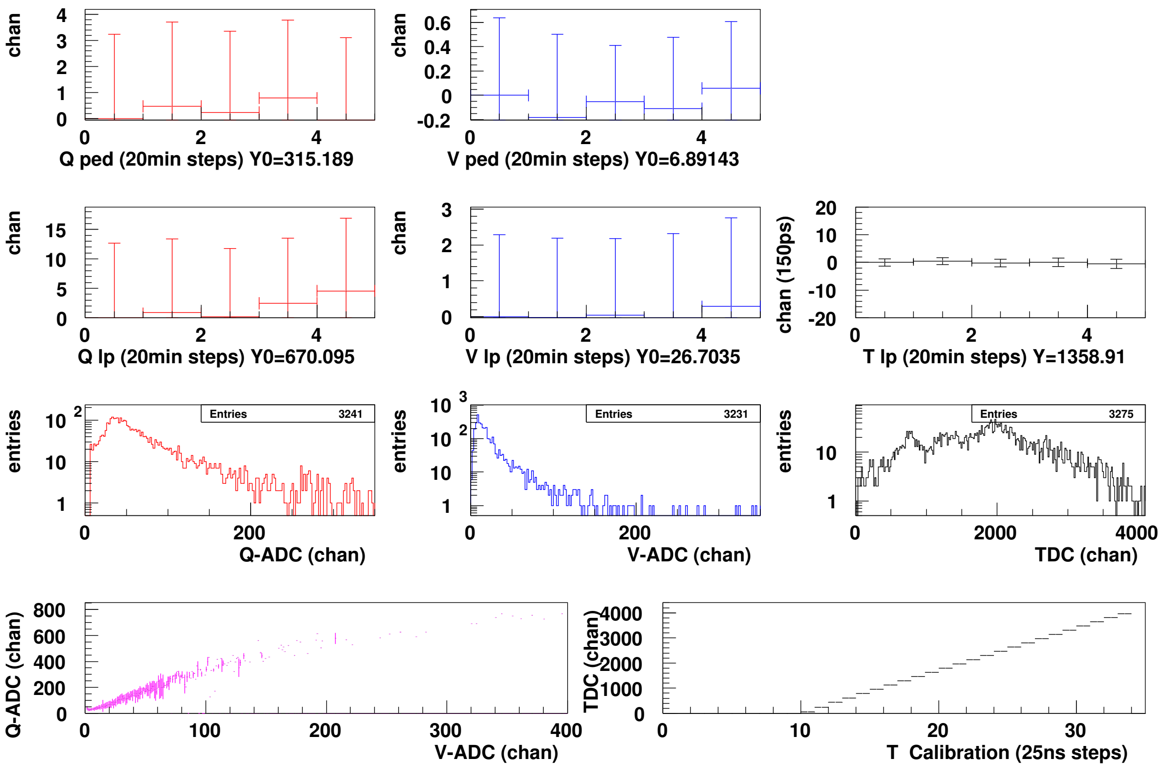


Abb. 3.3: Daten einer Szintillator-Station in den Rohdaten als Darstellung des Programms LOOKRAW-DATA **(Erläuterungen siehe Text)**

Erläuterungen zur Abbildung 3.3
Bei den ersten fünf Abbildungen, also den ersten beiden Zeilen, gibt die Y-Achse die Abweichung der Meßwerte zur ersten Messung an. Den Unterschriften ist jeweils der Referenzwert der ersten Messung zu entnehmen. Die X-Achse zählt in Einheiten von Kalibrationszyklen und stellt damit eine Zeitachse in 20 Minuten Einheiten dar.

- Die **erste Zeile** beschreibt das Grundrauschen (Pedestal) der beiden ADCs. Links ist der hochverstärkte ladungssensitive QADC und rechts der spannungssensitive VADC zu sehen. Die Fehlerbalken geben die Streuung der Einzelmessungen der Kalibrationstrigger wieder. Die Streuung ist im üblichen Bereich und es ist keine Spannungsschwankung und kein starkes Rauschen zu erkennen.
- Die **zweite Zeile** beschreibt die Lichtpulser Messungen. Als dritte Spalte kommt hier der TDC-Eintrag hinzu. Die beiden ADC-Histogramme zeigen (in der Unterschrift) eine Amplitude, die deutlich oberhalb des Pedestalwertes liegt und es deutet sich ebenfalls keine Schwankung der Spannungsversorgung oder ein Rauschen auf den Signalkabeln an. Die geringe Streuung der Signallaufzeiten im TDC-Histogramm zeigt, daß es sich um eine Nachtmessung mit konstanter Temperatur handelt. Alle drei Signale sind verfügbar und die Station ist prinzipiell funktionstüchtig.
- Die **dritte Zeile** beschreibt die Datennahme von Luftschauern. Alle drei Signale sind vorhanden und es ist kein Defekt erkennbar. Insbesondere zeigt der VADC keine Sättigung. Die TDC-Signalverteilung belegt durch mehrere Maxima. daß es sich um eine Messung mit Triggern von allen Detektortypen handelt.
- Die **vierte Zeile** belegt, daß die beiden ADC Spektren aus der dritten Zeile korreliert sind und ein Verkabelungsfehler auszuschließen ist. Es deutet sich eine Sättigung des QADCs im erwarteten Bereich als Ablenkung von einer Geraden an. Rechts ist die Zeitrampe der TDC-Kalibration zu sehen. Der gesamte TDC Bereich von 12 bit wird erfaßt, eine Nichtlinearität kann hier jedoch nicht abgelesen werden. Wichtig ist die Nichterkennbarkeit von Fehlerbalken in Y-Richtung, da diese ein starkes Rauschen aufzeigen würden.

3.3 Einfluß der Datennahme auf die Analyse

Die Datennahme beeinflußt die angestrebte Suche nach räumlichen Anisotropien durch zeitlich variabel Nachweiswahrscheinlichkeit für Luftschauer. Zum einen wirken sich Variationen innerhalb der Trigger-Elektronik und der Datennahme-Elektronik auf die Meßrate aus und zum anderen bedingen Variationen kleinerer Detektorbereiche eine vom Mittel abweichende Nachweiswahrscheinlichkeit in Raumwinkelbereichen, was sich in der Datenqualität abzeichnet.

In Kapitel 6 wird gezeigt, daß ein Abweichen des Mittelwerts einer rekonstruierten Observablen in einem kleinen Teildatensatz vom Mittelwert über einen größeren Datensatz ein Hinweis auf einen Elektronikdefekt ist. Mit den oben vorgestellten Programmen konnte dabei eindeutig ein Fehler der Elektronik aufgezeigt werden, auch wenn sich die Ursache im nachhinein nicht eindeutig einem Bauteil zuordnen ließ.

So müssen bei der Auswahl der zu verwendenden Daten lediglich Daten verworfen werden, die eindeutig von einem Elektronikdefekt gestört wurden.

Zeitliche Variation der Meßraten

Die einfache Division der Anzahl der gemessenen Schauer durch die Zeitdauer der Messung ergibt keine nutzbare Rate, da noch der Meßzeitausfall durch die Totzeit des Datennahme-Systems beachtet werden muß. Im Falle der ARRAY DAQ ist diese Totzeit zeitlich variable.

Zur Bestimmung der Totzeit und damit der effektiven Meßrate, wird die Zeitdauer zwischen zwei aufeinander folgenden Schauern in ein Histogramm gefüllt (siehe Abb. 3.4). Zur besseren Veranschaulichung wählen wir mit Abbildung 3.4 die AIROBICC Rate zur Darstellung, da hier die Schwankungen stärker ausfallen. Es besteht jedoch kein qualitativer Unterschied zu der Szintillator-Rate.

Die Verteilung der Zeitintervalle zeigt einen steilen Anstieg ab einem bestimmten Wert T_0. Dies ist die Zeitdauer, die zur Verarbeitung eines Luftschauers minimal notwendig ist. Nach einem Maximum folgt ein exponentieller Abfall der Zeitdauerverteilung. Diese spiegelt die Meßrate wider. Zur Bestimmung der Meßrate wird an die Verteilung eine Exponentialfunktion auf dem Intervall $[0.06 \ldots 0.2]$ s angepaßt. Der Quotient der Fläche unter der angepaßten Funktion und der des Histogramms ergibt die relative Totzeit.

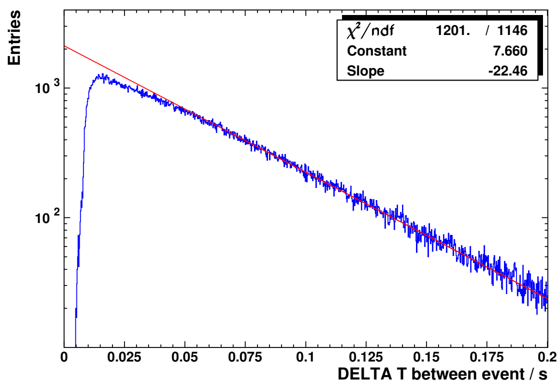


Abb. 3.4: Bestimmung der effektiven Meßrate am Beispiel von AIROBICC-Daten (Erläuterung siehe Text).

Die Abweichung des Histogramms von der Funktion im Intervall $[0.01 \ldots 0.05]$ s wird künstlich durch die Darstellung erzeugt. Es wurden Zeitabstände zweier Schauer über einen langen Meßzeitraum betrachtet und damit eine mittlere Rate bestimmt. Die Überlagerung der Exponentialfunktionen zu jeweils kleinen Teilzeiträumen der Messung resultiert in dieser Deformation, die damit die zeitliche Variation der Totzeit dokumentiert. Um die zeitliche Variation der Totzeit genau zu erfassen, ist daher die Bestimmung der Rate in einem kleinen Meßzeitintervall notwendig. Wählt man diesen Zeitraum zu klein, so ist die statistische Unsicherheit der Anpassung sehr groß und man erlangt keine sinnvollen Resultate. Als gute Basis ergaben sich Datensätze zu je 2000 Luftschauern. Die

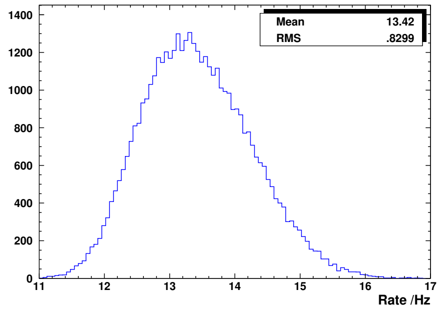


Abb. 3.5: Verteilung der totzeit-korrigierten Rate des Szintillator-Feldes.

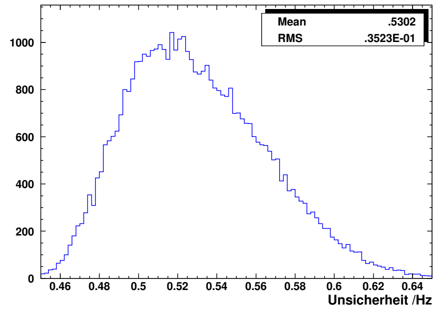


Abb. 3.6: Unsicherheit der Anpassungen aus Abb. 3.5

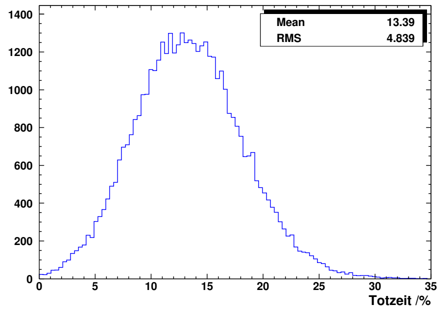


Abb. 3.7: Effektive Totzeit der Messungen nach Abb. 3.5

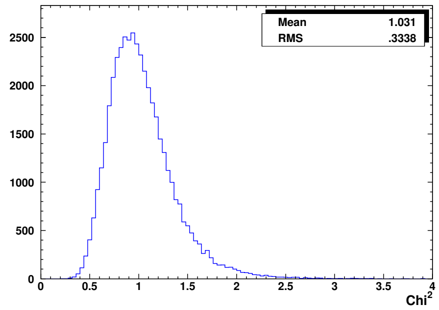


Abb. 3.8: Verteilung der χ^2-Werte der Anpassungen aus Abb. 3.5

Meßdauer hierfür beläuft sich bei ausschließlicher Messung mit dem Szintillator-Feld auf rund 3 Minuten. Diese Datensätze werden im Weiteren als **2000er Samples** bezeichnet. Diese Gruppierung der Schauer in 2000er Sample wird bei der Qualitätsselektion der Daten (Kapitel 6) ebenfalls verwendet.
An die Verteilung der Zeiträume zwischen zwei Schauern des 2000er Samples wird wieder auf dem Intervall $[0.06 \ldots 0.2]$ s eine Exponentialfunktion angepaßt.
Abbildung 3.5 zeigt die mit diesem Verfahren bestimmten effektiven Meßraten für einen Datensatz, der unter ausschließlichem Betrieb des Szintillator-Feldes gemessen wurde. Die Verteilung der zugehörigen χ^2-Werte (Abb. 3.8), zeigt, daß die Anpassung die Daten gut beschreibt. Die statistische Unsicherheit (Abb. 3.6) ist kleiner, als die Streuung der Raten. Daher ist der Umfang von 2000 Schauern ausreichend. Die hiermit bestimmte Totzeit ist in in guter Übereinstimmung mit direkten Messung des Auslese- und Digitalisierungszeiträume mittels Oszilloskop.
Die Totzeit von rund 13% (Abb. 3.7) beinhaltet noch nicht den Meßzeitausfall durch Kalibrationsmessungen, die alle 20 Minuten nochmals einen Ausfall von 90 s bis 120 s bedingen.
Die Verteilung der Meßraten ist nicht symmetrisch zum Mittelwert von 13.42 Hz. In Kapitel 5.4 wird belegt werden, daß diese Asymmetrie durch den Einfluß zeitlich variabler Wetterbedingungen verursacht wird. Abbildung 5.12 zeigt dort die Verteilung der Meßraten aus Abbildung 3.5 nach einer Korrektur der Wettereinflüsse.

3.4 Zeitliche Entwicklung der Datenname-Systeme

Das HEGRA Experiment ist beständig erweitert und verbessert worden. Die Sensitivität zur Suche von Punktquellen kosmischer Gammastrahlung ist damit deutlich verbessert

worden und es konnten immer hochwertigere Daten zur Analyse der chemischen Komposition gewonnen werden. Für die vorliegende Untersuchung stellt dies jedoch einen Nachteil dar. Hier soll eine kleine Variation im Fluß der kosmischen Strahlung auf großen Raumwinkeln und großer Zeitbasis erfolgen. Es ist daher notwendig, Zeiträume zu bestimmen, in denen der Detektoraufbau in allen beteiligten Komponenten konstant war.
Die Entwicklung von HEGRA aus einem 37 Stationen umfassenden Szintillator-Feld Detektor zum heutigen Ausbau ist der Tabelle 3.1 zu entnehmen. Diese Auflistung dient insbesondere zur Illustration des Problems, eine zur Analyse geeignete Zeitspanne zu finden bzw. Zeiträume von einander abzugrenzen.
Zu Beginn der Messungen des HEGRA Experiments, 1988 bis Anfang 1993, erfolgte die Digitalisierung der Szintillator- und AIROBICC-Daten mit einem ausschließlich CAMAC basierten System. Die Auslese erfolgte mittels PDP 11 ('88 - '90), einem Macintosh MacII ('90 - '91) und einer DEC Station 3100 ('91 - April '93).
Im Mai '93 erfolgte der Umbau vom CAMAC System auf ein FASTBUS basiertes System, wobei noch kleine Aufgaben von einem CAMAC Zweig bearbeitet wurden, dessen Signale in FASTBUS Module übergeben wurden. Hierbei wurde ein Prozessor zur Steuerung direkt im FASTBUS System eingesetzt, welcher via Ethernet mit einem weiteren Auslese Rechner verbunden war. Dies stellt die zuvor skizzierte ARRAY DAQ dar.
Der OS9 Rechner 'CHI330' ist höher getaktet als das F800 System und verfügt über eine bootfähige NFS Software, die ihn von der störanfälligen Systemplatte entkoppelt. Das CHI330 System löste den F800 nicht direkt ab. In einer Zwischenzeit wurden beide Rechner wechselweise verwendet. Dies hat auf die Analysen keinen nachweisbaren Einfluß.
Die Software, die die Auslese steuert, mußte im Zeitraum 1993 bis 1996 nur in Details verbessert werden. Eine Ausnahme bildet die Umstellung Ende 1993 von einer ungepufferten Datennahme, die lediglich ein einziges Ereignis komplett bearbeiten konnte, zu einer gepufferten Datennahme. Die Verwendung eines sogenannten Ring-Buffers, die die zeitversetzte Verarbeitung einzelner Ereignisse erlaubt, erbrachte eine deutlich höhere Datennahmerate von 13 Hz im Vergleich zu vorherigen 9 Hz.
Ab Mai 1997 wurde dieses ARRAY DAQ System grundsätzlich zur NEW DAQ umstrukturiert. Der Einsatz der unterschiedlichen Datennahme-Systeme ist Tabelle 3.1 zu entnehmen.

Die neue Datennahme – NEW DAQ

Die NEW DAQ basiert auf einem Alpha (AXP-233) Prozessor der Firma Digital. Dieses System stellt eine Leistung zur Verfügung, die weit über den erhältlichen OS9-basierten FASTBUS-Rechnern liegt. Außerdem wurde der Rechner mit mehr Speicher ausgestattet. Die Auslese der ADC und TDC erfolgt nun nicht mehr als Netzwerkzugriff, sondern durch einen direkten FASTBUS Zugriff über eine PCI-VME-FASTBUS Interface-Kette. Hierbei ist der Speicher der FASTBUS-Module als Anhang des RAMs des Rechners zu verstehen. Der Zugriff erfolgt vom Rechner aus über dessen PCI Schnittstelle. Diese wird über einen Umsetzter in ein VME-System transformiert. Das VME-System wiederum ist ein Mini-Crate innerhalb des eigentlichen FASTBUS-Crates und erlaubt damit einen direkten Zugriff auf den FASTBUS. Diese Kombination hebt die wesentlichen Limitierungen der älteren Systeme auf.
Der Wegfall einer zwingenden Ethernetverbindung zusammen mit dem schnelleren Prozessor erlaubt nun eine Datenrate von rund 100 Hz, wobei insbesondere die Kalibrations-Zyklen mit einer Reduktion von 120 s auf 3 s Dauer überproportional gewinnen. Die Datenrate ist nun unabhängig von der Netzlast und der Ereignisgröße.
Der größere Hauptspeicher erlaubt eine Sortierung der digitalen Kanäle zu den korrespondierenden Stationen **vor** der Null-Unterdrückung. Hierdurch ist eine neue Bewertung der 'beteiligten' Stationen möglich. Nun wird eine Station in die Daten übernommen,

Monat	Jahr	Ereignis
April	1988	Baubeginn für das 37 Stationen umfassende Grundsystem (HEGRA-Kiel) auf La Palma
Juni		Start der CAMAC-DAQ-1 (CAMAC & PDP 11)
Juli		Messung mit HEGRA-Kiel (37 Szintillator-Stationen aktiv)
August	1989	Messung mit 96 Szintillator-Stationen
Dezember		Belegung der Szintillator-Stationen mit Blei
Februar	1990	Start der CAMAC-DAQ-2 (CAMAC & MacII)
Mai		Erste Testmessung mit einem Geiger-Turm in Wuppertal
Oktober		Änderung der Triggerbedingung auf ≥ 14 aus 96 Stationen
Januar	1991	Erweiterung der Szintillator-Matrix auf 150 Zähler
Juni		Start der CAMAC-DAQ-3 (CAMAC & DEC Station 3100)
Januar	1992	Beginn der Messungen mit 49 AIROBICC-Stationen
März		Vergrößerung der Szintillatorfläche bei 50 Zählern
Mai		Integration der Szintillator-Erweiterung (S_{H1})in das 13×13 Grundfeld
August		Beginn der Messungen mit CT 1
Juni	1993	Beginn der FASTBUS ARRAY DAQ (FASTBUS & Kinetics F800 & DEC Station 3100); 15 Geiger-Türme im Einzel-Betrieb aktiv
November		Behebung von Verkabelungsfehlern
Dezember		Beginn der Messungen mit CT 2; Messungen mit kompletter Geiger-Turm-Matrix
März	1994	CT 1 triggert aktiv die Arrays
April		Änderung der ARRAY DAQ auf Ring-Buffer Betrieb
August		Feuer auf La Palma (AIROBICC Betrieb eingeschränkt)
Januar	1995	Teilweise Einsatz des Struck CHI330 statt Kinetics F800 in der ARRAY DAQ
Juni		Neuer ADC Typ für AIROBICC eingesetzt; Erneute Erweiterung des Szintillator-Feldes (S_2), aber nur passiv in der Datennahme
Juli		Neue Vorverstärker für AIROBICC-Feld
August		Neue Spannungseinstellung für AIROBICC
Januar	1996	Beginn der AIROBICC Mondschein Runs
April		Zusätzlicher Szintillator Trigger (≥ 4; jedes 9. Ereignis ausgewertet); Szintillator-Feld (S_{H2}) aktiv im Trigger (≥ 14)
Juni		Neuerer Szintillator Trigger (≥ 4; jedes 7. Ereignis ausgewertet); Zusätzliche AIROBICC Zähler (A_2) aktiv in Datennahme
Oktober		HAST Gamma-Ray-Burst Trigger installiert und aktiv
Mai	1997	Wechsel zur neuen FASTBUS Datennahme NEW DAQ (Fastbus-VME Interface / Struck VME-PCI Interface / DEC AXP-233)
Oktober		Feuer zerstört 1/3 des Detektorfeldes
April	1998	Einsatz des wiederhergestellten und erweiterten AIROBICC Feldes mit 97 Stationen

Tab. 3.1: Historischer Abriß des Ausbaus des HEGRA Detektors. Die Daten von Juni 1993 bis Juni 1996 finden in den Analysen der vorliegenden Arbeit Verwendung.

falls ein sinnvolles TDC Signal anliegt und das gesamte, nicht beschnittene ADC Signal wird ausgenutzt. Dies bedingt einen Wegfall von Stationen, deren Zeitsignal nicht mit dem Schauer korreliert ist und einen Zugewinn an kleinen Energie-Signalen, die sonst dem Pedestal-Schnitt zum Opfer gefallen sind.

3.5 Zusammenfassung

Um die Deformation der Nachweiswahrscheinlichkeit und eine damit verbundene künstlich erzeugte Anisotropie der kosmischen Strahlung zu vermeiden, muß eine **konstante Datenqualität** gewährleistet sein und die variable Totzeit des Systems beachtet werden.
Es wurde beschrieben, wie aus den sogenannten 2000er Samples eine **genaue, totzeitbereinigte Meßrate** bestimmt werden kann.
Die zeitliche Entwicklung des Detektorausbaues gibt den Zeitraum 1993 bis 1996 als vergleichsweise konstanten Aufbau vor. Die variablen Triggerbedingungen, die ab 1996 einsetzen, limitieren den Zeitraum ebenfalls, wobei in erster Linie das hier nicht verwendbare AIROBICC-Feld betroffen ist.
In dem verwendeten Zeitraum wurde die Totzeit der DAQ und die Qualität der Daten durch ein umfangreiches Software-Paket kontrolliert, welches im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstellt wurde. Hierdurch konnte der Einfluß des Detektors auf die nachfolgenden Analysen minimiert werden, da Elektronikdefekte auch im nachhinein eindeutig lokalisiert werden konnten. In Kapitel 6 wird gezeigt, wie eine Bereinigung der Daten mit Unterstützung der Testsoftware realisiert ist und damit die Einflüsse der DAQ beseitigt werden können.

4. Bestimmung von Energieschwelle und Winkelauflösung

Wie im vorigen Kapitel angedeutet, bestimmt der Aufbau des Detektors zusammen mit der Realisierung des Triggers die Energieschwelle. Die Anzahl und Dichte der Meßstationen bestimmt die Güte, mit der die Schauerfront vermessen werden kann, und damit die Winkelauflösung, die mit dem Detektor erreichbar ist. Da keine astrophysikalische Eichquelle für die Detektorfelder vorhanden ist, kann man diese Größen nicht direkt messen und die **Verwendung von Monte-Carlo-Daten** wird zwingend notwendig.

4.1 Monte-Carlo-Simulation

Die Simulation der Luftschauer erzeugt Informationen, die denen der HEGRA Rohdaten ähnlich sind. Die 'Meßwerte' können dann in identischer Form aus den realen HEGRA Luftschauern (EAS – Extended Air Shower) und aus den Simulationen (MC – Monte-Carlo) der Rekonstruktion übergeben werden. So ist eine Korrelation zwischen den rekonstruierten Parametern der Luftschauer und den bekannten Eingaben der Simulation bestimmbar. Die Rekonstruktions-Software (siehe Kapitel 5) für EAS und MC Daten ist identisch. Die Simulation unterteilt sich in die Erzeugung eines Luftschauers und die anschließende Simulation der Detektoren.

Simulation des Luftschauers

Zur Simulation von Luftschauern wird innerhalb der HEGRA Kollaboration das Programm CORSIKA[1] [Capdevielle et al., 1992] benutzt. Das Programmpaket wird uns freundlicherweise von der KASCADE[2] Kollaboration zur Verfügung gestellt.
In der verwendeten Version 4.01 wurden zur Generierung von photon- und hadroninduzierten Schauern die Standardeinstellungen des Paketes genutzt. Die primäre hochenergetische hadronische Wechselwirkung wird mittels Dual-Parton-Modell berechnet und die niederenergetische mittels Isobar-Modell. Der elektromagnetische Anteil wird mit EGS4 berechnet. Die Erzeugung von Cherenkovlicht ist optional wählbar. Neuere Versionen des CORSIKA Programms enthalten weitere Wechselwirkungsmodelle.
Im Rahmen der Untersuchungen zur chemischen Komposition (z.B. [Haustein, 1996], [Lindner, 1996], [Horns, 1997b]) und zur Punktquellensuche mit γ/Hadron Unterdrückung (z.B. [Prahl, 1997], [Pätzold, 1997]) wurden detaillierte Studien zum Vergleich der MC und EAS Daten durchgeführt. Die MC Daten sind hiernach mit denen der EAS in sehr guter Übereinstimmung.

Simulation von HEGRA Ereignissen

Im Anschluß an die Schauersimulation wird eine adäquate Detektorsimulation durchgeführt [Haustein, 1996].
Das Cherenkovlicht wird in der Atmosphäre teilweise absorbiert. Diese Absorption wird für die AIROBICC-Stationen nachträglich in die Lichtverteilung hineingefaltet. Der Transport der elektromagnetischen Komponente durch das Material der Szintillator-Stationen wird mit den Programm-Paketen GEANT[3] und EGS4 berechnet.

[1] CORSIKA – 'COsmic Ray SImulation for the KAscade experiment' ist ein ein Simulationsprogramm zur Nachbildung von Luftschauern.

[2] KASCADE – 'KArlsruhe Shower Core and Array DEtector' ist ein erdgebundenes Detektorfeld, welches u.a. eine Szintillator Komponente, vergleichbar mit dem HEGRA Szintillator-Feld, beinhaltet.

[3] Die Beschreibung der einzelnen Programmpakete, wie z.B. GEANT und EGS4, sei wie die Beschreibung des Programmes CORSIKA [Capdevielle et al., 1992] zu entnehmen.

Abschließend erfolgt die Simulation der Elektronik durch eine zusätzliche statistische Streuung der Informationen um deren Mittelwert. Die exakte Modellierung des Antwortverhaltens von einzelnen Elektronikkomponenten [Martinez et al., 1995] erbrachte keine nachweisliche Verbesserung.

Verwendung der Monte-Carlo-Bibliotheken

Es stehen Informationen aus zwei MC Daten Sammlungen (Bibliotheken), der Madrid-Bibliothek [Martinez et al., 1995] und der Hamburg-Bibliothek [Lindner, 1996], [Haustein, 1996], [Prahl, 1997], zur Verfügung. Beide unterscheiden sich hauptsächlich durch die Simulation der Detektoren. Die Madrid-Bibliothek beinhaltet ausschließlich Schauer, deren Kernort, also der Durchstoßpunkt des Richtungsvektors der kosmischen Strahlung durch die Detektorebene, innerhalb der Grenzen des Detektor-Feldes liegt und immer eine Station zentral trifft. Die Hamburg-Bibliothek erlaubt beliebige Durchstoßpunkte auch außerhalb der Feldbegrenzungen.
Die Hamburg-Bibliothek umfaßt einen Anteil von 10.000 CORSIKA Schauern zwischen 2 TeV und 1 PeV, die durch Photonen, Protonen, Helium, Sauerstoff und Eisen initiiert wurden und einen Anteil von 15.000 Schauern von 500 GeV bis 1.5 PeV, der lediglich aus Photonen und Protonen besteht. Der Großteil wurde unter Zenitwinkeln von 0°-25° erzeugt. Die Energieverteilung wichtet die hohen Energien überproportional. Die Madrid-Bibliothek hat einen ähnlichen Umfang.
Für die angestrebten Analysen ist es notwendig, die Zahlenwerte der Energieschwelle und der Winkelauflösung aus Monte-Carlo-Simulationen zu bestimmen. Da die Monte-Carlo-Bibliotheken nicht alle Zenitwinkel abdecken, werden lediglich die Werte für zenitnahe Schauer verwendet und unter Zuhilfenahme der HEGRA Daten eine Extrapolation zu beliebigen Zenitwinkeln vorgenommen. Auf die Untersuchung weiterer Schauerparameter kann verzichtet werden, da in der vorliegenden Arbeit ausschließlich die Information der Ankunftsrichtung der Luftschauer zur Analyse der Daten verwendet wird. Weitere Größen werden nur zur Selektion der Daten genutzt (siehe Kapitel 6).

4.2 Die Energieschwelle

Die Bestimmung der Energieschwelle des Szintillator-Feldes teilt sich in drei Schritte. Zunächst muß die Energieschwelle für zenitnahe Schauer aus Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt werden. Da keine Monte-Carlo-Simulationen für alle Zenit- und Azimutwinkel vorliegen, muß dieser Wert dann für alle weiteren Zenitwinkel extrapoliert werden. Diese Extrapolation erfolgt auf der Basis von gemessenen Luftschauern.
Um die Energieschwelle für die Untersuchung eines Himmelsobjekts zu bestimmen, ist danach noch eine Mittelung der Energieschwellen für die Zenitwinkel notwendig, unter der dieses Objekt beobachtet werden kann.

Bestimmung der Energieschwelle für zenitnahe Schauer aus Monte-Carlo-Rechnungen

Zur Bestimmung der Energieschwelle zenitnaher Schauer aus Monte-Carlo-Simulationen werden Schauer verschiedener Primärteilchen im Energiebereich von der zu erwartenden Schwelle bis hin zu deutlich kleineren Energien erzeugt. Nach der Selektion, ob diese Schauer die theoretische Triggerbedingung erfüllen oder nicht, wird das Schwellverhalten angepaßt. Hierzu wird meist eine Sinoidfunktion (Gl. 4.1) verwendet, die an die Verteilung der akzeptierten Ereignisse pro Energieintervall angepaßt wird.

$$\epsilon(E) = \frac{1}{1 + (E_{50\%}/E)^{\beta}} \tag{4.1}$$

Der energieabhängige Anteil der Schauer, die noch durch den Trigger akzeptiert werden $\epsilon(E)$, wird durch eine Energieschwelle $E_{50\%}$ ausgedrückt, bei der noch 50% der Luftschauer den Trigger auslösen und durch die Steilheit β dieser Triggerschwelle.

Es bleiben somit für eine feste Kombination von Spektralindex und chemischer Komposition ein Schwellwert und ein Anstiegsparameter zu bestimmen. Da es keine allgemeine Definition einer Energieschwelle gibt, werden für identische Detektoraufbauten unterschiedliche Zahlenwerte genannt.
Untersuchungen für AIROBICC und Szintillator inklusive S_{H1}-Feld wurden auf der Basis der Madrid-Bibliothek in zwei Instituten durchgeführt [Karle, 1994] (München, Tab. 4.1), [Martinez et al., 1995] (Madrid, Tab. 4.1).
Untersuchungen auf der Basis der Hamburg-Bibliothek [Krawczynski, 1997] (Hamburg, Tab. 4.1) , [Prahl, 1997] ergaben drei Schwellwerte mit vom $E_{50\%}$-Wert abweichender Definition. Hier sind der 90%-Wert (90% aller Schauer haben eine höhere Energie), der Median (50% der Schauer haben eine höhere Energie) und eine Effektiv-Schwelle angegeben. Diese Effektiv-Schwelle beachtet die Variation der effektiven Meßfläche und entspricht am ehesten der $E_{50\%}$-Schwellen-Definition. Der Anstiegsparameter β des Sinoids ist hierbei nicht anzugeben.

Analyse	Primär-teilchen	Szintillator $E_{50\%}$ [TeV]	Szintillator β	AIROBICC $E_{50\%}$ [TeV]	AIROBICC β
München	γ	32	6.5	15	9
Madrid	γ	26	4.0	14	6.5
Hamburg	γ	20	-	12	-
München	H	35	6.0	28	10
Madrid	H	34	3.1	27	4.8
Hamburg	H	21	-	17	-
München	O	61	10.6	53	12
Madrid	O	57	5.6	49	8.4
Hamburg	O	43	-	41	-
München	Fe	93	15.0	81	20
Madrid	Fe	82	6.9	72	12
Hamburg	Fe	50	-	43	-

Tab. 4.1: Parameter der Energieschwellenbestimmungen nach Gl. 4.1. (Erläuterungen siehe Text)

Der Tabelle 4.1 ist zu entnehmen, daß unterschiedliche Primärteilchen auch eine unterschiedliche Energieschwelle in der Steilheit der Schwelle und in dem 50%-Wert zeigen. Somit ist jede Definition auf eine mit der Energie konstant bleibende Zusammensetzung der kosmischen Strahlung angewiesen. Allgemein wird wegen des hohen Anteils der Protonen an der kosmischen Strahlung die Energieschwelle für Protonen zur Vereinfachung als *die* Energieschwelle für alle Hadronen angenommen.
Für die weitere Berechnung gehen wir von einer Zenitenergieschwelle für das Szintillator-Feld von 20 TeV für Protonen (gerundeter Wert aus [Krawczynski, 1997]) und von einer um 20% niedrigeren Schwelle für Photonen aus (entnommen aus [Martinez et al., 1995]).

Extrapolation der Energieschwelle für beliebige Zenitwinkel

Die oben festgelegte Energieschwelle für zenitnahe Schauer ist nun auf beliebige Raumwinkelintervalle im lokalen Koordinatensystem (θ, ϕ) übertragbar. Hierzu werden alle Ankunftsrichtungen gemessener Luftschauer in lokalen Koordinaten betrachtet (vergleiche Abb. 5.2).
Die Hypothese, auf der die Extrapolation beruht, ist die, daß der Rückgang der Zahl der Schauer pro Raumwinkel relativ zum Zenit $\theta = 0$ durch eine erhöhte Energieschwelle verursacht wird. Das Spektrum der kosmischen Strahlung wird mit einem Spektralindex angenommen (hier als Gl. 1.6), der sowohl als Funktion der Energie als auch für unter-

schiedliche Himmelsregionen konstant ist.
Mit dieser Hypothese erhält man Energieschwellen für jedes Raumwinkelelement der Lokalkoordinaten. Der Zenitwinkel ist dabei auf $\theta \leq 60°$ beschränkt, wie in Kapitel 6 beschrieben werden wird.

Extrapolation der Energieschwelle für Punktquellen und ausgedehnte Quellbereiche

Jedes Himmelsobjekt bzw. jeder Quellbereich, der zu analysieren ist, bewegt sich zeitlich durch die Lokalkoordinaten. Damit ist die entsprechende Energieschwelle eine Mischung aus Energieschwellen der jeweiligen Raumwinkelelemente in Lokalkoordinaten.
Für jede beliebige Himmelsposition wird der Weg durch die Lokalkoordinaten verfolgt und eine Mittelung der Energieschwellen E_i aller beteiligten Raumwinkelelemente berechnet. Die mittlere effektive Energieschwelle $\langle E_{0,eff} \rangle$ ergibt sich daraus aus Gleichung 4.2.

$$\langle E_{0,eff} \rangle = \left(\frac{1}{i} \sum_i E_i^{-\gamma} \right)^{-1/\gamma} \tag{4.2}$$

Führt man diese Betrachtung für alle Himmelspositionen durch, so erhält man eine deklinationsabhängige Energieschwelle $\langle E_{0,eff} \rangle(\delta)$. Abbildung 4.1 zeigt den Verlauf dieser Energieschwelle für Punktquellen als Funktion der Deklination. Ebenfalls ist, als glatte Kurve, die Energieschwelle für die Kulmination eines Objekts bei der entsprechenden Deklination eingezeichnet.
Für die Untersuchung ausgedehnter Bereiche, wie z.B. die galaktische Ebene (Kapitel 11), ist der Bereich über den gemittelt wird größer. Ansonsten wird das gleiche Vorgehen gewählt. Ebenso wird bei der Überlagerung mehrerer Quellen zu einem Objekt verfahren (z.B. Kapitel 12).
Betrachtet man das gesamte Gesichtsfeld der Lokalkoordinaten, so erhält man eine mittlere Energieschwelle, die in Abbildung 4.1 als horizontale Linie bei 54.64 TeV eingezeichnet ist.

Konsistenztest der Energieschwelle

Die mittlere Energieschwelle, die oben zu 54.64 TeV bestimmt wurde, kann im Vergleich mit der Meßrate auf ihre Konsistenz getestet werden.
Hierbei geht man davon aus, daß der Fluß der kosmischen Strahlung oberhalb der berechneten Energieschwelle mit der Meßrate des Experiment in Einklang stehen muß.
Der Fluß der kosmischen Strahlung oberhalb der Schwelle läßt sich zum einen durch Gleichung 1.6 bestimmen und zum anderen durch die Meßrate R, den Raumwinkel des Meßbereiches Ω und die Detektorfläche A beschreiben.

$$\Phi(E > E_0) = \frac{\Phi_0}{\gamma} \cdot (E)^{-\gamma} = \frac{R}{\Omega \cdot A} \tag{4.3}$$

Die Meßrate beträgt nach Kapitel 3 $R_0 = (13.42 \pm 0.83)$ Hz. Der Raumwinkel beträgt, mit der Einschränkung $\theta \leq 60°$, $\Omega = \pi$ sr. In diesen Raumwinkel fallen 98% aller getriggerten Schauer und die Rate ist um diesen Wert zu korrigieren. Die mittlere Detektorfläche bestimmt sich aus den Projektionen zu unterschiedlichen Zenitwinkeln und beläuft sich auf $0.53 \cdot A_0$, wobei wir vorerst unter A_0 die geometrische Ausdehnung des Detektors verstehen.
Mit diesen Werten erhält man die mittlere Energieschwelle aus der Meßrate zu

$$E = \left[\frac{\gamma}{\Phi_0} \times \frac{R_0}{\pi \cdot 0.53 \cdot A_0} \right]^{-1/\gamma} = 50.9^{+2.0}_{-1.9}\,\text{TeV} \tag{4.4}$$

Die Fehlerangaben beziehen sich auf die Unsicherheit der Meßrate. Hiernach ist die Energieschwelle, wie sie aus Monte-Carlo-Rechnungen und der oben beschriebenen Ex-

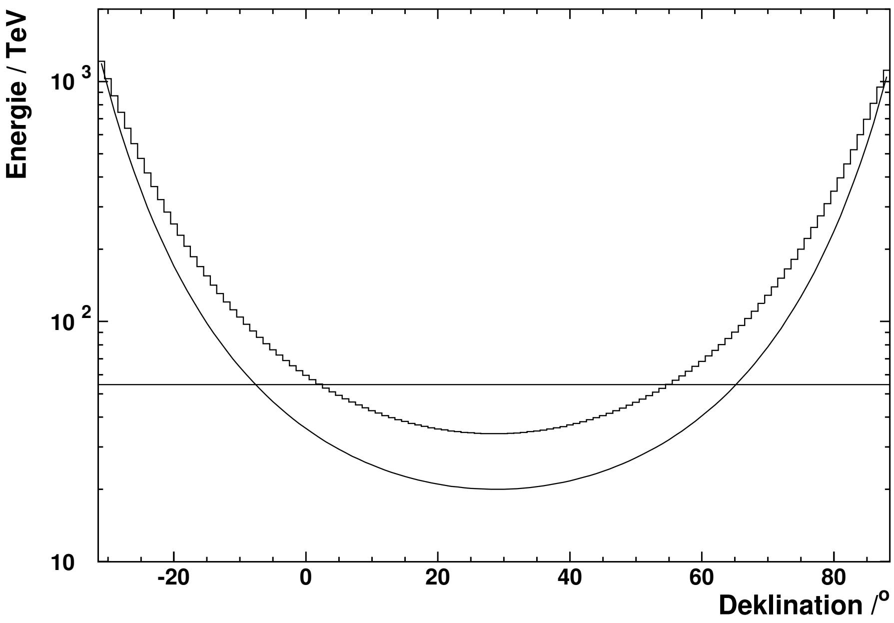


Abb. 4.1: Energieschwelle des Szintillator-Feldes als Funktion der Deklination. Die untere Kurve gibt die Energieschwelle während der Kulmination an und das obere Histogramm beschreibt die Energieschwelle für ein Objekt unter der Hypothese einer Messung für alle Zenitwinkel, die das Objekt überstreicht. Die Linie markiert die mittlere Energieschwelle für das gesamte Gesichtsfeld des Detektors.

trapolation bestimmt wird, in guter Übereinstimmung mit der Energieschwelle, wie sie sich aus der Meßrate ergibt. Eine perfekte Übereinstimmung würde eine Zenitenergieschwelle von 18.6 TeV ergeben.
Bisher ist die Detektorfläche A_0 durch ihre geometrische Ausdehnung charakterisiert worden. [Krawczynski, 1997] errechnet jedoch auf Monte-Carlo-Basis, daß die mittlere effektive Detektorfläche für zenitnahe Schauer etwas kleiner als die geometrische Abmessung ist. Die führt zu einer geringfügig kleineren Energieschwelle. Die statistische Unsicherheit dieser Bestimmung ist jedoch so groß, daß die geometrische Fläche mit der effektiven Fläche noch in Einklang steht und auch eine geringfügig größere effektive Flache noch mit den Rechnungen konsistent ist.
Wir verbleiben daher bei der oben bestimmten Energieschwelle für zenitnahe Schauer kosmischer Teilchenstrahlung von 20 TeV.

4.3 Die Winkelauflösung

Die Winkelauflösung wird innerhalb der HEGRA Kollaboration als $\sigma_{63\%}$ angegeben. Dies entspricht dem Winkelabstand, bei dem die rekonstruierte und wahre (Monte-Carlo) Richtung von 63% aller Luftschauer um weniger als diesen Wert voneinander abweichen. Die oft von Experimenten angegebene 'Auflösung' σ rechnet sich dagegen mit $\sigma \cdot \sqrt{2} = \sigma_{63\%}$ um.
Der Wert der Winkelauflösung für Schauer *an der Triggerschwelle* beträgt für das verwendete Rekonstruktionsverfahren laut Monte-Carlo-Studien [Krawczynski, 1997]:

- $\sigma_{63\%}$(Szintillator, Hadron) $= 1.02°$
- $\sigma_{63\%}$(Szintillator, Photon) $= 0.89°$
- $\sigma_{63\%}$(AIROBICC) $= 0.36°$

Diese Winkelauflösung wurde für Schauer mit Zenitwinkeln zwischen $0°$ und $15°$ be-

stimmt.
In Kapitel 5.3.4 wird gezeigt, daß sich diese mittels Monte-Carlo-Rechnungen bestimmte Winkelauflösung durch die Analyse von experimentell bestimmten Daten bestätigen läßt, indem die Abschattung der kosmischen Strahlung durch Sonne und Mond untersucht wird.

4.4 Zusammenfassung

Wir verwenden Monte-Carlo-Simulationen von Luftschauern, um die **Winkelauflösung** und die **Energieschwelle** des HEGRA **Szintillator-Feldes** an der Triggerschwelle zu bestimmen.
Die Monte-Carlo-Bibliothek wurde mit dem Programm CORSIKA 4.01 in Standardeinstellung und anschließender Detektorsimulation erstellt und steht nach vielfältigen Analysen in guter Übereinstimmung mit den HEGRA Daten.
Die Zenitenergieschwelle wurde hieraus für Protonen zu $E_{0,p} = 20$ TeV und für Photonen zu $E_{0,\gamma} = 80\% E_{0,p}$ bestimmt. Die Extrapolation dieser Schwelle auf beliebige Zenitwinkel und die Bestimmung deklinationsabhängiger, effektiver Energieschwellen erfolgte auf der Basis der gemessenen Daten. Der Wert der Energieschwelle steht in guter Übereinstimmung mit der Meßrate.
Die Winkelauflösung für zenitnahe, photoninduzierte Schauer an der Triggerschwelle wurde zu $\sigma_{63\%} = 0.9°$ bestimmt.

5. Aufbereitung der Daten

Die Detektorenfelder AIROBICC und Szintillator messen in diskreten Abständen die relative Ankunftszeit der Schauerfront an den Detektorstationen, sowie die Energiedeposition auf der Detektorfläche und damit die Energiedichteverteilung des Schauers.
Hierbei kann in erster Näherung vernachlässigt werden, daß AIROBICC Messungen auf dem Nachweis von Cherenkovlicht und Szintillator Messungen auf dem Nachweis von Elektronen und Positronen basieren. Die **Rekonstruktion von AIROBICC- und Szintillator-Daten** verläuft weitestgehend identisch und Resultate werden, wenn vorhanden, für beide Detektorkomponenten zusammen abgespeichert. Diese Rekonstruktion ist unabhängig von den Meßwerten der Geiger-Türme und Cherenkov-Teleskope. Eine Rekombination mit Meßwerten der anderen Komponenten erfolgt, wenn erwünscht, in einem weiteren Schritt über die Verknüpfung der absoluten Triggerzeitpunkte.
Neben der Rekonstruktion werden in diesem Kapitel die Bestimmung der **Einfallsrichtung** der Schauer und die **Wetterabhängigkeit** der Messungen genauer untersucht.

5.1 Kalibration der Rohdaten von Szintillator- und AIROBICC-Feld

Die Kalibration hat die Aufgabe, die Messungen von ihren technischen Größen (z.B. TDC und ADC Kanäle) in physikalisch aussagekräftige Größen (z.B relative Ankunftszeit in Picosekunden) zu wandeln. Gleichzeitig erfolgt eine Korrektur bekannter Nichtlinearitäten der analogen und digitalen Komponenten der Elektronikkette.

5.1.1 Zeiteichung

Die HEGRA Rohdaten stellen eine relative Zeitinformation der einzelnen Detektorstationen in der Form "Unterschied in TDC Kanälen" zur Verfügung. Die Zeiteichung wandelt dies in eine Differenz der relativen Ankunftszeiten des Schauers an den Stationen um.
Die TDC-Trigger werden verwendet, um die Eichung eines TDC Kanals zu bestimmen. Zwischen zwei TDC-Eichpunkten liegt jeweils ein definierter Abstand von 25 ns und das Intervall erstreckt sich über den gesamten Digitalisierungsbereich von rund 600 ns. Damit ist eine Absoluteichung (149 ps/ch) möglich und die Abweichung von der Linearität bestimmbar.
Neben dieser internen, absoluten Kalibration des TDC-Kanals jeweils einer Station erfolgt noch eine Relativ-Kalibrationen der Stationen untereinander. Je nach Lufttemperatur variiert die Signallaufzeit auf den Kabeln ($\sim$ 2 ns Tag/Nacht). Mit Hilfe der LP-Trigger ist diese Laufzeit zu bestimmen. In Kombination mit einer Absolutmessung der Kabellängen ist damit eine Interkalibration aller Stationen möglich.

5.1.2 Energieeichung

Die Energiedeposition steht in der Form zweier ADC Kanalzahlen zur Verfügung. Um diese in eine Energieskala umzuwandeln, muß zunächst eine Interkalibration der beiden ADC Signale erfolgen. Diese Kalibration erfolgt mit Schauerdaten in einem Teilbereich, in dem beide Elektronikketten ein lineares Antwortverhalten aufzeigen. Die Korrelation der beiden Skalen wird als linear angenommen. Unter Ausnutzung dieser Korrelation ist ein verbesserter Pedestalwert zu bestimmen.
Die absolute Kalibration der einzelnen Szintillator-Stationen erfolgt durch Bestimmung des sogenannten MIP-Peak. Die Energieverteilung der Schauerdaten einer Station zeigt einen Anstieg vom Pedestal zu einem Maximum bei höheren ADC-Kanalzahlen und einen anschließenden raschen Abfall. Dieses Maximum ist der MIP-Peak, wobei es sich

nicht um ein MIP (minimal ionising particle) im Sinne der Definition handelt. Es ist vielmehr die 'übliche' Energiedeposition in einer Station, falls sie einen Schauerbeitrag mißt. Hierbei handelt es sich nach Monte-Carlo-Studien entweder um ein Elektron oder Positron von rund 5 MeV oder um ein höher energetisches Photon, welches im Blei eine Paarerzeugung auslöst. Damit erhält man die Position des MIP-Peaks als 'n Kanäle über dem Pedestal' und geht weiter davon aus, daß sich diese Skala linear fortsetzt. Eine Sättigung der Stationen erfolgt bei rund 300 MIPs, wobei speziell die Zähler der $S_{H1/2}$ Felder schon deutlich unterhalb von 50 MIPs sättigen und im Wesentlichen zur Verbesserung der Richtungsbestimmung beitragen. Die Triggerschwelle einer Station, also deren notwendige CFD (Constant Fraction Discriminator) Amplitude, ist auf 1/3 MIP justiert.
Eine kanonische Energieeinheit, wie der MIP-Peak, existiert für den AIROBICC Detektor nicht. Hier wird zunächst eine relative Amplitudenkalibration aller Stationen gegeneinander durchgeführt und anschließend mittels Monte-Carlo-Rechnung eine Korrelation der AIROBICC Photon-Skala mit der Szintillator MIP-Skala bestimmt. Eine AIROBICC-Station trägt zum Trigger bei, falls mehr als 5000 Cherenkovphotonen pro Quadratmeter gemessen wurden.

5.2 Rekonstruktion der Schauerparameter für Szintillator und AIROBICC-Feld

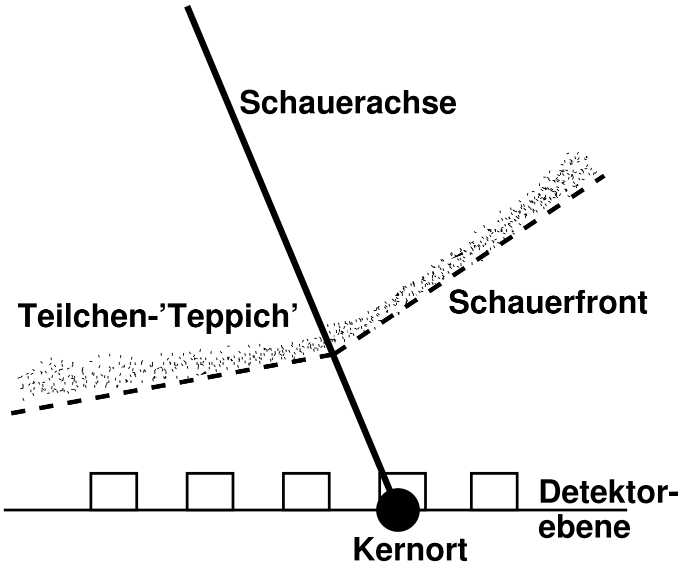


Abb. 5.1: Prinzipskizze der Rekonstruktionsparameter

Die prinzipielle Vorgehensweise der Schauerrekonstruktion (vergleiche Abb. 5.1) ist wie folgt. Zunächst wird der Schauerkernort bestimmt, der den Durchstoßpunkt der Schauerachse (Richtung des Primärteilchens) mit der Detektorebene definiert. Auf der Basis der relativen Ankunftszeitmessungen der einzelnen Stationen kann danach die Schauerrichtung oder Schauerachse in lokalen Koordinaten (Zenit-, Azimutwinkel) festgelegt werden. Relativ zu dieser Achse wird dann die laterale Struktur des Schauers und damit die Energie des Primärteilchens ermittelt. Hiernach können nun noch weitere, sekundäre, Parameter abgeleitet werden, auf die hier nicht eingegangen wird (siehe dazu z.B. [Horns, 1997b], [Prahl, 1997]). Die Schauerrichtung kann mit Hilfe der absoluten Ankunftszeit in beliebige Himmelskoordinaten (z.B. Rektaszension und Deklination) transformiert werden.
Für die Analysen (Kapitel 7 und folgende) wird ausschließlich die Schauerrichtung verwendet. Zur Selektion der verwendeten Datensätze werden jedoch auch weitere Parameter, die aus der Rekonstruktion hervorgehen (z.B. N_e und age der NKG Anpassung, Gleichungen 1.24, 1.25), und direkte Meßgrößen (z.B. mittlere Anzahl beteiligter Statio-

nen je Datensatz) ausgenutzt.

5.2.1 Der Kernort

Die laterale Ausdehnung eines Luftschauer zeigt in der Umgebung des Schnittpunkts der Schauerachse mit dem Detektorfeld eine erhöhte Energiedichte. Dies wird ausgenutzt, um mit einem Schwerpunktsverfahren den Schauerkern zu rekonstruieren. Die Kernortbestimmung wurde detailliert in der Diplomarbeit [Dommenget, 1996] untersucht.
In [Dommenget, 1996] wird das einfache Schwerpunktsverfahren (Suche nach der maximalen Energiedeposition) basierend auf der Szintillator-Energie Information modifiziert. Dadurch wird für reine Szintillator-Daten eine Verbesserung in der Kernortbestimmung erreicht und auch außerhalb liegende Kernorte werden besser rekonstruiert. Mit dem besseren Kernort sind auch alle Parameter, die von dem Kernort abhängen, in besserer Qualität zu rekonstruieren, wie mit Monte-Carlo-Studien belegt wurde.
Der mittlere Kernortfehler (63% der Schauer haben eine geringere Unsicherheit in der Kernortbestimmung) liegt nach [Dommenget, 1996] für Daten deren Kern innerhalb des Feldes liegt bei 6 m bis 10 m, je nach verfügbarer Information. Für Schauer, deren wahrer Kernort außerhalb der geometrischen Fläche liegt, kommt es zu Unsicherheiten von 20 m bis 50 m, wieder in Abhängigkeit der verfügbaren Information, also Schauergröße und Abstand vom Rand des Detektorfeldes.
Wir werden keine Eingrenzung der Schauer nach Kernortkriterien vornehmen. Ein gut bestimmter Kernort schlägt in einer besseren Richtungsbestimmung zu Buche. Dem entgegen verliert man, durch den Ausschluß von Schauern, an statistischer Signifikanz. Nach [Prahl, 1997] heben sich beide Effekte, im Hinblick auf die Sensitivität bei der Quellsuche, auf.
Die Kernortbestimmung für Ereignisse mit AIROBICC Informationen wurde anfänglich ausschließlich aus der Szintillatorinformation bestimmt und erst später unter Verwendung der Lateralverteilung und der Ankunftszeiten des Cherenkovlichts erweitert.

5.2.2 Die Schauerachse

Ein Luftschauer ist in erster Näherung eine flache Scheibe, deren Dicke sehr klein gegen die radiale Abmessung ist. Mathematisch genauere Anpassungen ergeben eine Kegelform mit der Spitze in Vorwärtsrichtung. Die zeitliche Streuung der Cherenkovphotonen, relativ zur Kegelfront, ist geringer als die Streuung der Zeitverteilung der Teilchenkomponente, relativ zu 'ihrer' Kegelfront. Die Kegelsteigung der Photonenfront ist kleiner.
Die Information der relativen Ankunftszeit des Schauers, die jede Station mißt, wird durch das erste dort eintreffende Teilchen (oder Photon) definiert, da dies der ansteigenden Flanke des Diskriminators in der Elektronikkette (siehe Kapitel 3) entspricht. Damit ist die Zeitfront der Teilchenkomponente prinzipiell ungenauer zu bestimmen, da hier die Fluktuationen der Schauerfront ausgeprägter sind. In [Krawczynski, 1994] wurde diese Variation in der Teilchen-Schauerfront bei der Richtungsrekonstruktion berücksichtigt. Statt eines Kegels wird nun eine, mit der Teilchendichte variierende, gekrümmte Front an den Schauer-'Kegel' angepaßt. Dies ergibt im Vergleich in Monte-Carlo-Berechnungen deutlich geringere Winkelunsicherheiten, die sich auch experimentell in einer verbesserten Winkelauflösung zeigen (vergleiche Abschnitt 5.3.4).
So erhält man die Schauerachse für AIROBICC-Daten direkt aus der Anpassung des Lichtkegels und für Szintillator-Daten aus der Anpassung einer komplexen Funktion. Beides gibt als Resultat jeweils eine Ankunftsrichtung in Form eines Zenitwinkels (θ) und eines Horizontalwinkels (ϕ). Ist die Richtungsbestimmung für beide Teildetektoren möglich, so stehen auch beide Zahlenpaare zur Verfügung. Es erfolgt keine Ausschließung oder Mittelung.
Zusammen mit dem absoluten Zeitpunkt des Eintreffens des Luftschauers (Stand der Rubidium-Uhr zum Zeitpunkt des Triggers) ist eine Transformation der Lokalkoordinaten

in beliebige Himmelskoordinaten möglich.

5.2.3 Der Energieinhalt eines Schauers

Die Energiebestimmung für Szintillator-Felder erfolgt bei allen Luftschauerexperimenten, die Szintillationszähler verwenden, über das sogenannte N_e der NKG Formel (siehe Kapitel 1, Gl. 1.24 und 1.25).

Die Anpassung erfolgt unter der Annahme, daß ein kalibriertes MIP einem Teilchen entspricht. Somit geben die Stationen eine Energiedichte an, an die die freien Parameter der NKG Formel angepaßt werden.

Dieses N_e beschreibt den Energieinhalt der elektromagnetischem Komponente eines Schauers auf Detektorniveau. Diese Zahl fluktuiert bei gleicher Primärbedingung, wie z.B. Teilchentyp und -energie, mit der Schauerentwicklung und ist deshalb kein scharf definiertes Energiemaß. Beim Vergleich mit anderen Experimenten ist zu beachten, daß HEGRA ein N_e mißt, was durch die Belegung mit Blei nicht direkt einem NKG-N_e entspricht, sondern höher liegt.

Das so bestimmte N_e wird durch den Vergleich mit Monte-Carlo-Rechnungen in eine Energie in TeV umgerechnet. Die Triggerschwelle ist auch im Vergleich von Meßrate und Teilchenfluß der kosmischen Strahlung konsistent zu bestimmen.

Die Energiebestimmung mittels AIROBICC-Feld erfolgt durch die Anpassung einer Exponentialfunktion an die radiale Lichtdichte und anschließender Integration (siehe ebenfalls Kapitel 1).

Abgesehen von diesen mathematischen Anpassungen kann die Energie noch durch die Anzahl der am Schauer beteiligten Stationen genähert werden. Diese wird selbstverständlich im unteren Energiebereich durch Schwellverhalten deformiert und im oberen Bereich durch die endliche Ausdehnung des Detektors nichtlinear.

Ein Zwischenschritt ist ein reines Zählen der kalibrierten Energiedepositionen je Station, also die Zahl gemessener Teilchen und Photonen, gewichtet mit der Flächendichte der Stationen in der Umgebung der am Schauer beteiligten Stationen.

5.3 Die Richtungsbestimmung im Detail

Die entscheidene Rekonstruktionsgröße für die durchzuführenden Analysen ist die Ankunftsrichtung der Luftschauer. Diese Größe wird im Folgenden eingehend untersucht.

5.3.1 Die Winkelauflösung

Der numerische Wert der Winkelauflösung für das Szintillator-Feld für zenitnahe Schauer an der Triggerschwelle von 20 TeV wurde in Kapitel 4 aus Monte-Carlo-Simulationen zu $\sigma_{63\%} = 0.9°$ bestimmt. Eine zeitliche Variation oder Deklinationsabhängigkeit konnte nicht festgestellt werden und man kann von einem konstanten Wert für die letztendlich verwendeten Daten ausgehen. Eine Bestätigung dieses Wertes ergibt sich in Abschnitt 5.3.4 aus der Analyse der Abschattung der kosmischen Strahlung durch Sonne und Mond.

5.3.2 Sensitivität in lokalen Koordinaten $\rho(\theta, \phi)$

Die Sensitivität[1] eines senkrecht zum Erdradiusvektor orientierten, erdgebundenen Detektors ist nicht vom Horizontalwinkel abhängig und fällt lediglich monoton mit wachsendem Zenitwinkel ab. Dies ist eine kombinierte Auswirkung der kleineren, projizierten Nachweisfläche und der ansteigenden Materiesäule der Atmosphäre, die einer erhöhten Energieschwelle entspricht.

Bei einem realen Detektor ist die Sensitivität jedoch stark durch geometrische Asymmetrien, den Aufbau der Detektorstationen und variable Wettereinflüsse bestimmt. So ist

[1] Als Sensitivität wird im Weiteren die Nachweiswahrscheinlichkeit ρ von rekonstruierten Schauerrichtungen als Funktion der Orientierung in lokalen Koordinaten θ und ϕ bezeichnet. In der Literatur wird dies oft auch als Effizienz (engl. efficiency) benannt.

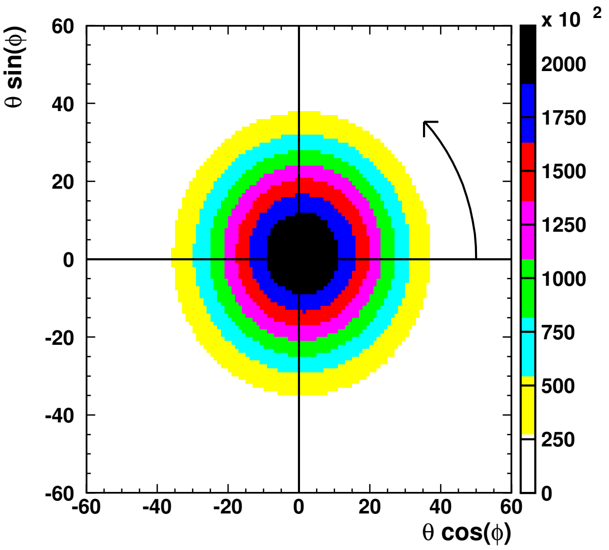


Abb. 5.2: Sensitivität des Szintillator-Feldes in projizierten Lokalkoordinaten (θ, ϕ), als Anzahl gemessener Schauer pro Raumwinkelelement. Richtung Nord zeigt vom Zentrum in den ersten Quadranten.

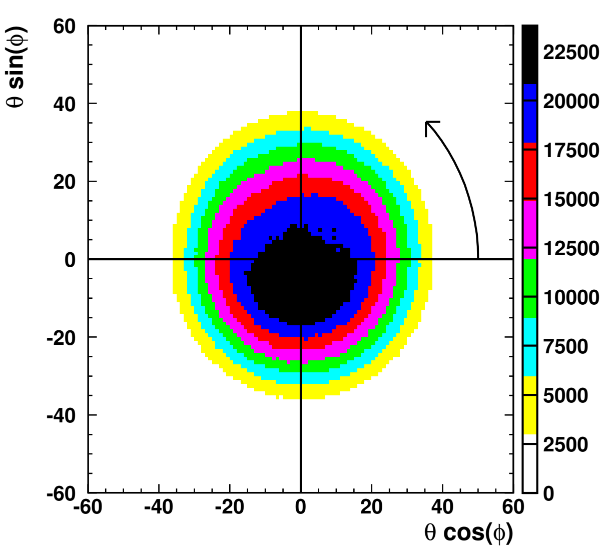


Abb. 5.3: Sensitivität des AIROBICC-Feldes in gleicher Darstellung wie Abb. 5.2. Die Asymmetrie im südlichen Bereich beruht auf dem asymmetrischen Aufbau der gleich orientierten PMs.

die maximale Sensitivität des Szintillator-Feldes (Abb. 5.2), als Auswirkung der Hangneigung des Experiments, in den ersten Quadranten verschoben. Die Asymmetrie der AIROBICC-Stationen (vergleiche Kapitel 2) zeigt sich in der nicht kreisförmigen Geometrie in Abbildung 5.3.

Eine funktionale Näherung der Sensitivität ist möglich, um die Zusammenhänge zu erläutern. Die Abweichung durch Asymmetrien (z.B. ist die Detektorebene in sich verwunden) sind jedoch so groß, daß von einer funktionalen Beschreibung der Sensitivität in der Analyse abgesehen werden muß.

Die eindimensionale, richtungsabhängige Sensitivität $\rho(\theta)$ eines Luftschauerdetektors wird in [Allkofer & Grieder, 1984] mit

$$\rho(\theta) = \rho_0 \cdot \cos^m(\theta) \tag{5.1}$$

dargestellt. Hierbei bezeichnet $\rho(\theta)$ die Nachweiswahrscheinlichkeit, als die relative Anzahl der Schauerrichtungen, die bei bestimmtem Zenitwinkel θ rekonstruiert werden. Hier geht sowohl die geometrisch projizierte Fläche des Detektors als auch die Atmosphäre durch die mit θ variierende Materiesäule $X(\theta)$ (in g/cm^2), und damit die Schauerenergie E, in den Exponenten $n = n(X, E)$ ein.

Als Erweiterung dieses Ansatzes wird für zenitnahe Schauer eine exponentielle Abschwächung (Abschwächungslänge Λ) durch Wechselwirkungen der Schauerteilchen mit der Atmosphäre und damit eine Abhängigkeit Materiesäule X_i für verschiedene Höhen i, eingeführt.

$$\rho(\theta = 0, X_2) = \rho(\theta = 0, X_1) \cdot \exp(-(X_2 - X_1)/\Lambda) \tag{5.2}$$

Damit ergibt sich die Zenitwinkelabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit nach

[Allkofer & Grieder, 1984] wie in Gleichung 5.3 beschrieben.

$$\rho(\theta, X) = \rho(\theta = 0, X) \cdot \exp(-(X(1 - \sec(\theta))/\Lambda) \qquad (5.3)$$

Dieser Ansatz einer exponentiellen Dämpfung der Teilchendichte, und damit die Änderung der Sensitivität, findet sich auch in [Hillas & Gaisser, 1977] (siehe Gl. 5.4). Hierin wird die Anzahl der am Schauer beteiligten Teilchen N als Funktion der Tiefe X in der Atmosphäre betrachtet (vergleiche Kapitel 1). Der Index max beschreibt die Parameter im Schauermaximum und der Index 0 bezieht sich auf die erste Wechselwirkung. λ beschreibt das exponentielle Aussterben des Schauer, also die Abnahme der Teilchenzahl, nach dem Schauermaximum.

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\left[\frac{X_{max} - X_0}{X} \right]} \exp\left(\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right) \qquad (5.4)$$

Der Ansatz nach Gleichung 5.4 ist nicht anwendbar, da die Größen für einzelne Schauer nicht experimentell zugänglich sind.
Während früher eine $\cos^m$-Beschreibung nach Gleichung 5.1 adäquat erschien, greift [Alexandreas et al., 1993] mit Gleichung 5.5 in der Beschreibung der Sensitivität des CYGNUS Detektors auf eine Form des Exponentialansatzes nach Gleichung 5.4 zurück.

$$\frac{dR}{d\cos(\theta)} \propto \cos^n(\theta) \cdot \exp(-KX/\cos(\theta)) \qquad (5.5)$$

Hier bezeichnet $dR/d\cos(\theta)$ die relative Anzahl der Schauer (oder der Meßrate R) die bei einem Zenitwinkel θ nachweisbar sind in Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe X, die in diesem Fall von der Lage des CYGNUS Detektors bestimmt ist. Die Parameter, die eine Anpassung der Gleichung 5.5 an die CYGNUS Daten ergab, werden in Tabelle 5.1 mit einer Anpassung an HEGRA Daten verglichen. Der Parameter 'm' gibt in diesem Zusammenhang zum Vergleich den Wert einer reinen $\cos^m$ Anpassung nach Gleichung 5.1 an.
Ein reiner $\cos^m$ Ansatz resultiert für HEGRA Daten in $m = 9.4$ und ist in Übereinstimmung mit anderen Experimenten, die für ihre experimentellen Gegebenheiten $m = [6 \ldots 10]$ bestimmt haben. Die Abweichung zwischen angepaßter $\cos^m$-Funktion und der Verteilung der Meßdaten ist jedoch deutlich größer als beim Exponentialansatz. Hier werden Abweichungen zur $\cos^m$-Anpassung von 5% bis 10% im Zenitwinkelbereich von $0°$ bis $60°$ ermittelt.

Variable	CYGNUS	HEGRA
X	800 g/cm^2	775 g/cm^2
n	-0.79	+1.0
K	$9.5 \cdot 10^{-3}$	$9.6 \cdot 10^{-3}$
m	8.6	9.4

Tab. 5.1: Vergleich der Anpassungen der Nachweiswahrscheinlichkeit des CYGNUS- und HEGRA-Experiments nach Gl. 5.5 und der Vergleich einer einfachen $\cos^m$ Anpassung nach Gl. 5.1.

In den Abbildungen 5.4 und 5.6 ist die eindimensional Anpassung der Sensitivität des HEGRA Szintillator-Feldes dargestellt. Hierbei wurden Daten in einem konstanten Luftdruckintervall von 774 ± 1 mbar ohne weitere Einschränkungen verwendet. Für die Zenitwinkelverteilung wurde die Gleichung 5.5 verwendet, wobei der $\cos$-Term in der Darstellung herausfällt. Der Azimutwinkel wurde unter der Hypothese eines ebenen, aber gegen den Erdradius nicht senkrechten, Detektors durch eine Sinusfunktion genähert. Es zeigt

sich in den jeweils rechten Abbildungen, daß der Exponentialansatz für den Schwerpunkt der Schauer eine gute Anpassung ergibt, während sich in der Horizontalkomponenten die Verwindung des Feldes abzeichnet.
Die Größenordnungen der Abweichungen von den Anpassungen sind auf den ersten Blick in beiden Koordinaten gleich. Es ist jedoch zu beachten, daß die meisten Schauer bei Zenitwinkeln von rund $20°$ gemessen werden und damit die Abweichung zu wichten ist. Die Abweichungen in der Horizontalwinkelanpassung ist für unterschiedliche Zenitwinkelintervalle stark abweichend vom hier dargestellten Mittel aller Zenitwinkel. Somit ist die Anpassung der Horizontalwinkelverteilung durch die Sinusschwingung wesentlich ungenauer als die Anpassung der Zenitwinkelverteilung.

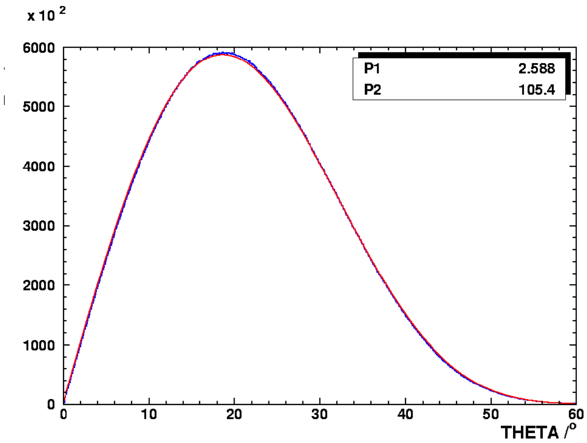


Abb. 5.4: Zenitwinkel-Verteilung von Szintillator-Daten im Luftdruckintervall (774.0 ± 0.5) **mbar .**

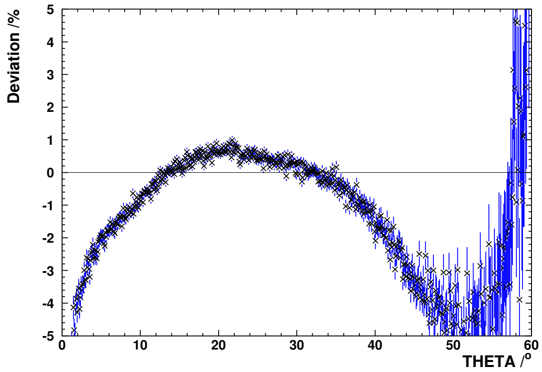


Abb. 5.5: Differenz von Abb. 5.4 und der Anpassung nach Gl. 5.5 mit Parametrisierung aus Tab. 5.1.

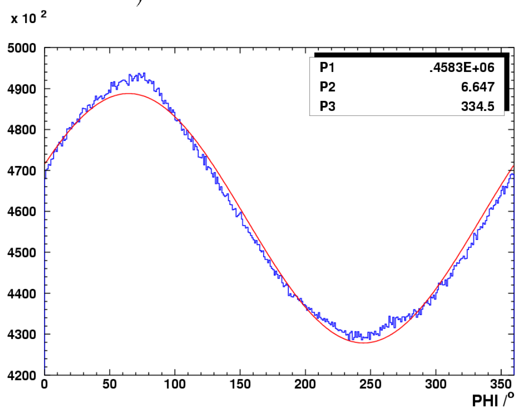


Abb. 5.6: Verteilung der Azimutwinkel der Daten aus Abb. 5.4

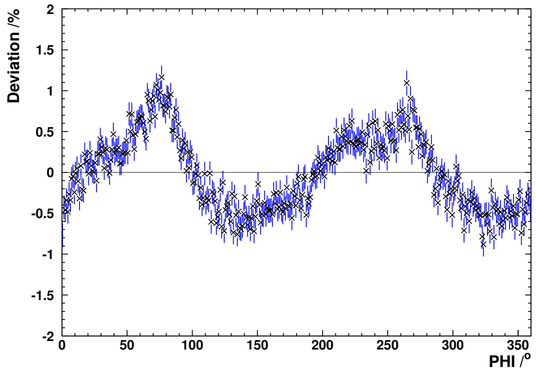


Abb. 5.7: Differenz von Abb. 5.6 und der angepaßten Sinus-Funktion.

5.3.3 Kombination von Detektor- und Zeitinformation

Um die Schauerrichtungen, die bisher in lokalen Koordinaten dargestellt wurden, für astrophysikalische Analysen zu verwenden, ist eine Transformation in zeitlich konstante Himmelskoordinaten notwendig.
Zur Projektion der lokal rekonstruierten Richtungen (θ, ϕ) in siderische Koordinaten (z.B. Rektaszension α, Deklination δ), ist eine Messung der absoluten Ankunftszeit der Schauer notwendig. Diese Zeitbestimmung erfolgt mit Hilfe der Rubidium-Uhr und man

erlangt eine relative Genauigkeit zwischen zwei Schauern von $2\,\mu$s. Diese Genauigkeit wird jedoch in der absoluten Zeit auf 1 s gemindert, da Abgleiche nach Stromausfällen eine höhere Genauigkeit der absoluten Zeitbestimmung nicht zulassen. Diese Auflösung ist in Hinsicht auf die Winkelauflösung bei Weitem ausreichend. Ein Test der absoluten Zeitmessung ist die Untersuchung des Mondschattens, wie sie in Abschnitt 5.3.4 diskutiert wird.
Neben der Transformation vom lokalen in ein siderische Bezugssystem, werden im Weiteren auch Transformationen zwischen verschiedenen siderischen Bezugssystemen, wie z.B. vom Äquatorial-System in galaktische Koordinaten, vorgenommen. Die Umrechnungen wurden anhand der Positionsangaben in verschiedenen astronomischen Datenbanken kontrolliert. Die Interkalibration der drei Koordinaten-Systeme (äquatorial, galaktisch, supergalaktisch) erfolgte mittels Koordinaten, die aus Datenbanken extrahiert wurden. Die zwei Datenbanken NED[2] und SIMBAD[3] werden üblicherweise als Referenz herangezogen und geben Positionen auf Subbogensekunden genau an. Unsere Berechnung der Koordinatentransformationen zwischen je zwei Systemen ist nach 100 iterativen Umrechnungen bis auf $1/1000^\circ$ mit NED/SIMBAD Daten in Übereinstimmung. Dies übertrifft die Winkelauflösung des HEGRA Experiments deutlich und ist daher ausreichend genau.

5.3.4 Sonnen- und Mondschatten

Eine Methode, um die bisher aufgestellten Aussagen zu verifizieren, stellt die Untersuchung der Abschattungen der kosmischen Strahlung durch Sonne und Mond dar. Die Methode, die Orientierung und die Winkelauflösung eines Luftschauerdetektors anhand dieser Abschattungen zu bestimmen, geht auf [Clark, 1957] zurück.
Hierbei wird ausgenutzt, daß jeder massive Körper ein Hindernis in der Ausbreitung der kosmischen Strahlung darstellt. Sonne und Mond sind mit einem Durchmesser von rund 0.5° ausreichend klein, um von Detektorfeldern, ähnlich dem Szintillator-Feld, als Punkt-'quelle' angesehen zu werden, aber auch groß genug um einen nachweisbaren Schatten zu werfen. Der Schatten der Sonne ist, im Gegensatz zu dem des Mondes, theoretisch noch durch das interplanetarische, bzw. solare, Magnetfeld beeinflußt. Dieser Effekt ist klein und kann in HEGRA Daten nicht bestimmt werden.
Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß das AIROBICC-Feld selbstverständlich diese Abschattungen nicht nachweisen kann, da es auf Messungen des Cherenkovlichts, und damit auf dunkle Nächte, angewiesen ist.
Betrachtet man die Anzahl gemessener Luftschauer pro Raumwinkelelement und trägt diesen Wert als Funktion des Abstands von der Mondposition auf, so ist an der Mondposition ein Defizit zu erwarten. Die eindimensionale Darstellung sorgt dafür, daß sich in einigem Abstand vom Mond ein konstanter Untergrund ausbildet, solange die Untergrunderwartung rund um die Mondposition als eben genähert werden darf. Die Abmessung des erwarteten Defizits wird durch die Winkelauflösung des Detektors verbreitert. Der allgemein gewählte Ansatz, nach Gleichung 5.6, ist ein konstanter Untergrund, der an der Sollposition des Mondes gaußförmig entsprechend der Winkelauflösung unterdrückt ist. Die endliche Ausdehnung der Objekte kann vernachlässigt werden, da ihr Radius kleiner als die Winkelauflösung des Szintillator-Feldes ist.

$$\frac{f(\theta,\sigma)}{\Omega} = C - \frac{\pi\theta^2_{Mond}}{2\pi\sigma^2}\exp\left(\frac{\theta}{2\sigma^2}\right) \tag{5.6}$$

Üblicherweise wird die Funktion an die Daten mittels χ^2-Fit angepaßt und nur die Win-

[2]NED (NASA Extragalactic Database) liefert hauptsächlich Informationen zu extragalaktischen Objekten und wird von der NASA/IPAC zur Verfügung gestellt.

[3]SIMBAD ist im Wesentlichen eine Datenbank für galaktische Quellen, die vom CDS (Centre de Donnees astronomiques de Strasbourg) zur Verfügung gestellt wird.

kelauflösung als freier Parameter verwendet. In dieser Arbeit wurde außerdem in einer zweiten Iteration die Tiefe des Fits als freier Parameter verwendet, um Abweichungen von der Erwartung besser zu bestimmen. Als Startparameter gingen die theoretischen Erwartungswerte ein. Die Ergebnisse einer Durchführung dieser Analyse auf der gesamten Datenbasis, wie sie in Kapitel 6 beschrieben wird, ist in Abbildung 5.8 zu sehen. Es sei betont, daß die in der Darstellung gewählte Größe der Bins *nicht* die maximale Signifikanz der Abschattung ergibt. Die kleineren Bins wurden zur Dokumentation des stetigen Verlaufs der Abschattung gewählt. Die Signifikanz beider Schatten liegt bei $\sim 5\sigma$ und damit ist eine Abschattung zweifelsfrei gezeigt.

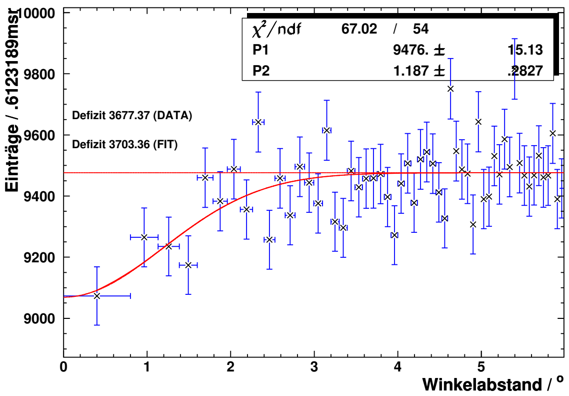


Abb. 5.8: Abschattung der kosmischen Strahlung durch den Mond. Die Anpassung entspricht Gleichung 5.6 und die Datenbasis bildet der Gesamtdatensatz von 450 Mio. Schauern.

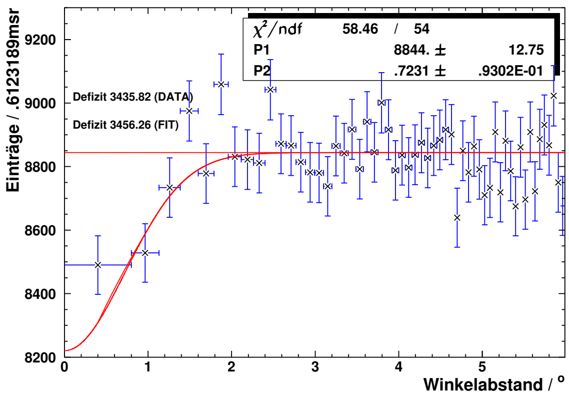


Abb. 5.9: Abschattung der kosmischen Strahlung durch die Sonne analog zu Abb. 5.8.

Die **erwartete** Höhe des Defizites läßt sich direkt aus der Gesamtzahl der Schauer im betrachteten Raumwinkel ermitteln (Defizit DATA, in Abb. 5.8). Die in den Daten *nachweisbare* Amplitude des Defizits wird durch einen Fit, bei dem gleichzeitig ein konstanter Untergrund und ein gaußförmiges Defizit angepaßt werden, bestimmt (Defizit FIT, in Abb. 5.8). Der Quotient der Werte ergibt lediglich eine Abweichung von 0.6% bei einer statistischen Unsicherheit von 1.1%. Damit ist kein fehlerhafter Datensatz nachweisbar, der nicht, innerhalb der Winkelauflösung, zum Mondschatten beiträgt.
Ein Datensatz, bei dem die Mondposition um mehrere Grad von der Sollposition abweicht und damit nicht mehr im Analysefenster nach Abbildung 5.8 erscheint, weicht in allen Mittelwerten der rekonstruierten Größen deutlich von anderen Datensätzen ab, wie ein falsch rekonstruierter Datensatz belegte. Da dies im letztendlich verwendeten Datensatz nicht mehr nachzuweisen ist, ist von einer zeitlich konstanten Richtungsrekonstruktion auszugehen.
Die Breiten der beiden Defizite für Sonne und Mond sind im Rahmen des statistischen Fehlers gleich und mit der Winkelauflösung $\sigma_{63\%} = 1^\circ$ *für Hadronen* in Übereinstimmung. Durch die relative Bewegung von Sonne und Mond gegen den Sternenhimmel wird ein großer Teil des Gesichtsfeldes des Detektors getestet. Man kann damit von einer 'räumlich' konstanten Qualität der Richtungsrekonstruktion ausgehen.
Neben der Winkelauflösung ist das sogenannte **Pointing** des Detektors eine wichtige Größe. Das Pointing, oder die Ausrichtung, beschreibt den Versatz zwischen der rekonstruierten Ankunftsrichtung eines Luftschauers und der tatsächlichen Richtung. Hierbei ist a priori nicht klar, ob das Pointing eine zeitlich variable Größe ist, z.B von der Positi-

on des Schauers in Lokalkoordinaten abhängt oder eine Konstante ist. Im Weiteren wird beschrieben, wie das Pointing im Vergleich der Detektoren untereinander zu bestimmen ist und wie ein zeitlich und räumlich gemitteltes 'absolutes' Pointing zu bestimmen ist.
Das absoluten Pointing des Szintillator-Feldes ist anhand des Sonnen- und Mondschattens mit einem Maximum-Likelyhood-Verfahren zu bestimmen. Als Winkelauflösung nimmt man den Monte-Carlo-Wert und als Amplitude des Defizites den theoretischen Erwartungswert, ermittelt aus der Gesamtzahl der Schauer. Nun variiert man die 'Mondposition' relativ zur theoretischen Sollposition und ermittelt für jede Anpassung den Wert der Likelyhood-Funktion L, als Produkt der Funktion 5.6 über alle Winkelabstände θ_i.

$$L(\theta, \sigma) = \prod_i f(\theta_i, \sigma) \tag{5.7}$$

Aus dem Vergleich des Likelyhood-Wertes einer Testposition mit dem Likelyhood-Wert für einen 'unendlich' weit von der Mondposition entfernten Punkt, ergibt sich die Signifikanz σ_{Mond} dafür, daß der Mond sich an der Testposition befindet durch Gleichung 5.8.

$$\sigma_{Mond} = \sqrt{2(L_{max} - L_{\infty})} \tag{5.8}$$

Die höchste Signifikanz ergibt, genau wie der größte Likelyhood-Wert, die wahrscheinlichste Mondposition unter allen Testpositionen. Die Durchführung der Analyse für verschiedene Positionen relativ zur exakten Mond- oder Sonnenposition ermöglicht es zweidimensional die Missweisung des Detektors, das sogenannte Misspointing, zu bestimmen. In [Krawczynski et al., 1996] wird diese Untersuchung auf einer Datenbasis, die rund drei Viertel des hier verwendeten Datensatzes umfaßt, durchgeführt (siehe Tab. 5.2).
So ist mit dem Nachweis der Abschattungen eine Vielzahl von Parametern bestimmbar. Allein der positive Nachweis des Mondschattens zeigt, auf Grund seiner schnellen Bewegung im Äquatorialsystem, eine korrekte absolute Zeitmessung an. Die Breite des Schattens läßt die Bestimmung der Winkelauflösung zu. Die Tiefe der Abschattung im Vergleich mit der Erwartung zeigt, ob die rekonstruierten Werte zeitlich stabil sind.
In allen in der vorliegenden Arbeit verwendeten Datenperioden kann in Szintillator-Daten ein Mond- und Sonnenschatten in erwarteter Stärke gefunden werden und es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit [Krawczynski et al., 1996]. Ein fehlerhaft rekonstruierter Teildatensatz konnte anhand des nicht vorhandenen Defizites erkannt und korrigiert werden.
Das Tibet-Experiment[4] [Amenomori et al., 1993a] bestimmt in [Amenomori et al., 1993b] einen Einfluß des Sonnenmagnetfeldes auf die Lage des Mondschattens. Bei einer Energieschwelle von $E_{Median} = 57$ TeV wird hierin die Lage des Mondschatten als absoluter Bezug der Richtungsbestimmung definiert. Der Sonnenschatten ist hierzu um rund $0.2°$ versetzt. Bei einer kleineren Energieschwelle von $E_{Median} = 12$ TeV ist der Sonnenschatten im Mittel nochmals um $0.5°$ versetzt. Außerdem zeigt sich eine Aufspaltung in zwei um $0.3°$ getrennte Schatten, die sich jeweils zeitlich einem Vorzeichen des magnetischen Quadrupolfeldes der Sonne zuordnen lassen. Der größere absolute Versatz wird mit allgemeinen 'Streufeldern' erklärt und besonders mit dem Maximum der Sonnenaktivität (Daten von 1990 bis 1992) begründet. Dieser Effekt einer Aufspaltung des Sonnenschattens ist bisher ausschließlich vom Tibet Experiment bestimmt worden und zeigt sich nur bei kleinen Energien. Der Effekt ist mit dem HEGRA Szintillator-Feld bei einer Energieschwelle von $\sim$20 TeV nicht nachweisbar.

5.3.5 Interkalibration der Detektoren

Innerhalb des HEGRA Experiments ist die Richtungsbestimmung eines Luftschauers mit mehreren Instrumenten möglich (AIROBICC, Szintillator, Geiger-Türme, einzelne Cherenkov-Teleskope). Damit erhält man eine einzigartige Interkalibration, die mittels

[4] Tibet ist ein Experiment, welches im jetzigen Aufbau dem HEGRA Experiment ähnelt.

Mondschatten absolut zu positionieren ist. Die Interkalibration erlaubt innerhalb der Unsicherheiten der Einzelvergleiche einen Zirkelschluß und man kann davon ausgehen, daß diese relativen Differenzen die Grenze der absoluten Missweisung wiederspiegeln.
Um die Resultate der unterschiedlichen Detektorkomponenten vergleichen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit getestet, ob eine Rekombination der getrennt aufgezeichneten Meßwerte einzelner Schauer möglich ist. Sowohl die Kombination der Felder AIROBICC, Szintillator und Geiger-Türme untereinander, als auch die jeweilige Kombination mit Teleskop-Messungen war erfolgreich. Die Kombination basiert jeweils auf dem Zeitsignal der Rubidium-Uhr. Rekonstruierte Daten wurden mir von S.M. Bradbury (CT 1, CT 2) und von H. Möller (Geiger-Türme) zur Verfügung gestellt.
Tabelle 5.2 gibt eine Zusammenfassung der bisherigen Untersuchungen zur Bestimmung des Misspointings der HEGRA Komponenten. Es bleibt festzuhalten, daß die Untersuchung mit der bisher größten Datenbasis, die rund drei Viertel des hier verwendeten Datensatzes überdeckt, keine signifikante Abweichung der wahrscheinlichsten Mondposition mit der Sollposition ergab [Krawczynski et al., 1996].

Detektorfeld	Referenz	Datensatz	Analyse	$\Delta(\alpha)\cdot\cos(\delta)$ [°]	$\Delta(\delta)$ [°]
Szintillator	Mond	1989 - '91	Merck	0.15 ± 0.2	-0.25 ± 0.2
Szintillator	Mond	1994 - '95	Schmele	0.12 ± 0.1	-0.07 ± 0.1
Szintillator	Mond	1994 - '95	Krawczynski	$0.06^{+0.09}_{-0.15}$	$0.02^{+0.15}_{-0.06}$
Szintillator	CT 1/2	1994	Schmele	0.0 ± 0.3	0.0 ± 0.3
Szintillator	CT 2 (Mrk 421)	1995	Schmele	-0.13 ± 0.21	-0.31 ± 0.09
Szintillator	CT 2 (crab)	1995	Schmele	0.38 ± 0.28	-0.32 ± 0.1
Szintillator	CT 1 (crab)	1995 - '96	Prosch	-0.2 ± 0.05	0.05 ± 0.05
Szintillator	Myon Türme	1994	Elfahim	abs. diff. 0.28 ± 0.03	
Szintillator	Myon Türme	1994 - '95	Petry	-0.04 ± 0.07	-0.13 ± 0.05
AIROBICC	Szintillator	1991	Karle	-0.05	-0.09
AIROBICC	Szintillator	1994 - '95	Schmele	-0.09 ± 0.05	-0.14 ± 0.05
AIROBICC	Szintillator	1994 - '95	Prahl	-0.15 ± 0.04	-0.10 ± 0.04
AIROBICC	Szintillator	1994 - '95	Petry	-0.08 ± 0.07	-0.13 ± 0.05
AIROBICC	CT 1 (Mrk 421)	1991	Karle	-0.17 ± 0.10	-0.12 ± 0.05
AIROBICC	CT 1 (crab)	1991	Karle	-0.18 ± 0.05	-0.05 ± 0.07
AIROBICC	CT 1/2	1994	Schmele	0.0 ± 0.4	0.0 ± 0.4
AIROBICC	CT 1 (crab)	1995 - '96	Prosch	-0.20 ± 0.05	-0.04 ± 0.05
AIROBICC	CT 2 (Mrk 421)	1995	Schmele	-0.20 ± 0.16	-0.44 ± 0.37
AIROBICC	CT 2 (crab)	1995	Schmele	0.24 ± 0.25	-0.21 ± 0.12
AIROBICC	Myon Türme	1994 - '95	Petry	-0.11 ± 0.06	-0.03 ± 0.05

Tab. 5.2: Auflistung aller Versuche der Festlegung der Absolutorientierung der Detektorkomponenten [Karle, 1994], [Krawczynski et al., 1996], [Merck, 1993], [Petry, 1997], [Prosch, 1997], [Schmele, 1996]. Die Abweichungen in Rektaszension α und Deklination δ sind jeweils als 'Detektorfeld minus Referenz' zu lesen.

Bestimmung des Pointings durch Vergleich mit Teleskop-Daten

Eine vielversprechende Methode zur Bestimmung des Misspointings der Felder AIROBICC und Szintillator ist der Vergleich von Teleskop-getriggerten Schauern mit der Ausrichtung der Teleskope.

Bedingt durch die Meßmethode geben die Teleskope mit ihren Triggern eine Vorzugsrichtung am Himmel vor. Durch die Sensitivität der Teleskope, die stark auf ihre Ausrichtungsachse konzentriert ist, stellen sich die Ereignisse, die von den Teleskopen CT 1 oder CT 2 getriggert wurden, als Gaußglocke mit einer Breite von rund $3°$ in den Daten der Felder AIROBICC und Szintillator dar. Ein Vergleich der Ausrichtung dieser Glocke mit der Richtungsvorgabe durch die Teleskope sollte eine Bestimmung des Pointings ermöglichen. Dies geschieht unter der Prämisse, daß die Teleskope keine intrinsische Missweisung haben.
Diese 'perfekte' Gaußglocke von Teleskop-getriggerten Schauerrichtungen wird durch die Nachweiswahrscheinlichkeit der Schauer in einem der Detektorfelder verformt. So sorgt z.B. die zum Detektorfeld nicht zentrale Position des Teleskop für einen Versatz. Abhilfe schafft hier lediglich eine Symmetrisierung des Detektorfeldes relativ zum Teleskop. Man schränkt die erlaubten Kernort-Positionen relativ zum Teleskop so ein, daß man einen Bereich konstanter Flächenbelegung mit Meßstationen erreicht. Weiter geht die Tatsache ein, daß der energetische Überlapp der Teleskoptrigger mit in dem Detektorfeld rekonstruierbaren Ereignissen klein ist. Die ausschließlich kleinen Energien ergeben eine schlechtere Winkelauflösung, die die Teleskop-Glocke verbreitert. Alle Einflüsse zusammengenommen bewirken, daß die statistische Unsicherheit, mit der die Position des Maximums der Glocke bestimmt werden kann, deutlich größer ist, als die auf der Basis des Mondschattens zu erwartende Missweisung.
Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Versuch unternommen, 20 Quellen und Meßpositionen der Teleskope zu analysieren. *Ohne* Einschränkungen der Schauerparameter auf einen zu den Teleskopen symmetrischen Bereich wird für beide Arrays eine mittlere Missweisung in Rektaszension von $\sim -1.3°$ und in Deklination von $\sim 0.0°$ ermittelt. Eine Eingrenzung der Schauerparameter und damit eine Symmetrisierung der Detektoreffizienzen führte erwartungsgemäß zu kleineren Abweichungen von der Sollposition (vergleiche Tab. 5.2).
In der Anwendung zeigte sich, daß mit dieser Methode keine genauere Bestimmung der Missweisung eines Detektorfeldes erreichbar ist. Eine deutliche Verbesserung wird von der Ausnutzung der Teleskop-System Informationen erwartet. Das Teleskop-Systems liefert eine vollständig autarke Rekonstruktion des Kernorts und der Schauerrichtung. Im Vergleich dieser Resultate mit den Meßergebnissen der anderen Komponenten, wie AIROBICC und Szintillator-Feld, wird zukünftig eine genauere Bestimmung des absoluten Misspointings möglich sein [Mundzeck, 1997].
Die Bestimmung des Mondschattens bleibt bisher die genaueste Methode, die zur Bestimmung des Misspointings des Szintillator-Feldes verwendet werden kann.

5.4 Einfluß der Atmosphäre auf die Meßrate

In Kapitel 3 wurde die Berechnung der totzeitkorrigierten Meßrate beschrieben. Dabei wurde festgestellt, daß die Streuung der Raten um den Mittelwert größer ist, als es die statistische Unsicherheit der Anpassungen erwarten läßt. Weiter ist die Verteilung nicht symmetrisch zum Mittelwert.
Es wird, als Hypothese, davon ausgegangen, daß die Verbreiterung der Raten-Verteilung durch den Einfluß der Atmosphäre auf die Messungen verursacht wird.
Eine Korrelation von Wetter-Meßdaten mit der Rate wurde bereits von anderen Experimenten festgestellt. Allerdings sind die veröffentlichten Informationen nicht umfassend genug, um die Methode eines anderen Experiments zu adaptieren. Es hat sich bisher keine Standardprozedur durchgesetzt.
Informationen über das Wetter stellt uns, wie in Kapitel 2 beschrieben, das CAMC Experiment zur Verfügung. Hierbei handelt es sich um Messungen der Bodenwerte. Informationen aus unterschiedlichen atmosphärischen Tiefen stehen nicht zur Verfügung. Details der CAMC Messungen werden im Anhang A beschrieben.

5.4.1 Atmosphärisch bedingte Korrekturen für das Szintillator-Feld

Wir verfolgen den Ansatz, daß sich Variationen der Materiesäule über dem Detektor nach Gleichung 5.5 in einer mit steigender Materiemenge exponentiell sinkenden Meßrate zeigen. Die in Abschnitt 5.3.2 ermittelte Abhängigkeit der Sensitivität des Szintillator-Feldes vom Zenitwinkel läßt sich damit für einem mittlerem Zenitwinkel von $\theta = 21°$ auf Luftdruckvariationen übertragen. So kann die Variable ' 1/K' als Dämpfung des mittleren Luftschauers durch einen Zugewinn an Materie mit steigendem Luftdruck verstanden werden. Bemerkenswert ist die bei HEGRA vollständige Trennung von der geometrisch erwarteten Abschwächung $n = 1$ im Term $\cos^n$ der Gleichung 5.5, sodaß man eine vollständige Beschreibung durch den Exponentialterm erwarten kann.
Die Auswertung der CAMC Daten allein zeigt eine Korrelation zwischen den Meßwerten von Luftdruck und -temperatur (Abb. A.5). Sie ist jedoch nicht linear und daher sind Einflüsse von Druck *und* Temperatur auf die Meßrate zu erwarten.
Wir beschränken uns vorerst auf das HEGRA Szintillator-Feld und zunächst wird der konservative Ansatz einer linearen Korrektur in einer der Größen Luftdruck (Abb. 5.10). bzw. -temperatur (Abb. 5.11) gewählt.

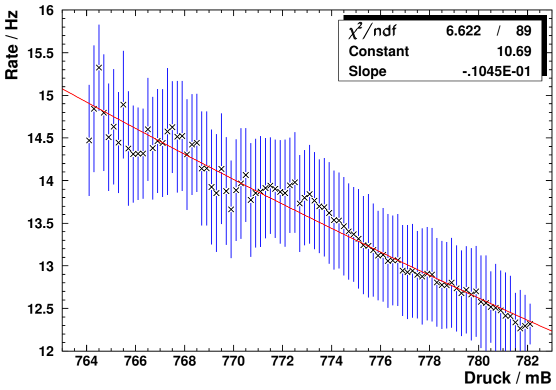


Abb. 5.10: Variation der totzeitkorrigierten Meßrate mit dem Luftdruck (Gesamtdatensatz). Die Fehlerbalken geben die Streuung und nicht die statische Unsicherheit der Mittelwerte an.

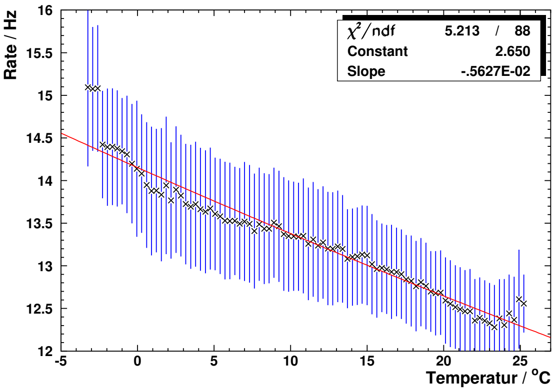


Abb. 5.11: Variation der totzeitkorrigierten Meßrate mit der Lufttemperatur (gleiche Daten wie Abb. 5.10)

Die damit bestimmten Korrekturen liegen mit Variationen von einigen Prozent der Meßrate im Bereich dessen, was andere Experimente veröffentlicht haben (vergleiche Abschnitt 5.4.3). Die Korrelation der Szintillator Rate mit dem CAMC Luftdruck zeigt für alle Daten eine fallende Rate mit steigendem Druck. Dieser 'Barometer Effekt' wurde erstmals in [Auger et al., 1939] erwähnt. Die am Jungfrau Joch (3500 m üNN) gemessene Rate änderte sich hierbei um 15% bei Variationen des Drucks um 15 mmHg. Abweichend von anderen Analysen zeigt sich jedoch eine signifikante Korrelation von Luftdruck *und* -temperatur mit der jeweiligen Meßrate. Es ist daher davon auszugehen, daß beide Größen zur Korrektur herangezogen werden müssen.
Gleichung 5.5 motiviert einen exponentiellen Zusammenhang zwischen Meßrate und Materiesäule. Es soll nun getestet werden, ob sich die Messungen eher durch einen Polynomansatz oder einen Exponentialansatz beschreiben lassen. Die Daten werden als Funktion der Rate R in Abhängigkeit von Druck P und Temperatur T als $R(P, T)$ parametrisiert (siehe Tab. 5.3). Die Werte der Temperatur und des Luftdrucks werden relativ zu ihren langzeitigen Mittelwerten von 8.5 °C und 774 mbar betrachtet, da man davon

ausgehen kann, daß die mittlere Rate auch bei mittleren atmosphärischen Bedingungen erlangt wird.

Polynom-Ansatz:

$$\begin{aligned} R(P,T) = A_1 &+ A_2 \cdot (T-8.5) \\ &+ A_3 \cdot (P-774) \\ &+ A_4 \cdot (T-8.5)^2 \\ &+ A_5 \cdot (P-774)^2 \\ &+ A_6 \cdot (T-8.5)(P-774) \end{aligned} \tag{5.9}$$

Quadratische Anpassung		Lineare Anpassung	
A_1 =	(13.62±0.29) Hz	A'_1 =	(13.62±0.12) Hz
A_2 =	-5.77±4.93	A'_2 =	-5.49±4.38
A_3 =	-24.97±5.17	A'_3 =	-24.92±5.04
A_4 =	0.20±0.97	A'_4 =	0
A_5 =	-0.01±1.29	A'_5 =	0
A_6 =	-0.38±1.42	A'_6 =	0

Exponential-Ansatz:

$$\begin{aligned} R(P,T) = B_1 &\cdot \exp(B_2(T-8.5)) \\ &\cdot \exp(B_3(P-774)) \\ &\cdot \exp(B_4(T-8.5)^2) \\ &\cdot \exp(B_5(P-774)^2) \\ &\cdot \exp(B_6(T-8.5)(P-774)) \end{aligned} \tag{5.10}$$

Quadratische Anpassung		Lineare Anpassung	
B_1 =	13.6200±.2205	B'_1 =	13.6100± .1155
B_2 =	-0.0023±.0019	B'_2 =	-0.0021± .0017
B_3 =	-0.0099±.0021	B'_3 =	-0.0098± .0020
B_4 =	0.0001±.0004	B'_4 =	0
B_5 =	-0.0001±.0005	B'_5 =	0
B_6 =	-0.0002±.0006	B'_6 =	0

Tab. 5.3: Vergleich der polynomialen und exponentiellen Anpassung der Raten-Variationen an die Wetterdaten. Temperaturen sind in [°C] und Drücke in [mbar] zu lesen. (vergleiche auch Gl. 5.11 bis 5.14)

Als Anpassung wurde eine χ^2-Anpassung gewählt. Beide Anpassungen zeigen einen ähnlichen Wert des 'χ^2 pro Freiheitsgrad'. Die exponentielle Beschreibung (Tab. 5.3) erbrachte mit $\chi^2_e = 2.5$ einen geringfügig besseren Wert als der Polynom-Ansatz mit $\chi^2_p = 2.7$. Jeder Parameter der quadratischen Terme ist innerhalb des Fehlers mit Null verträglich und daher ist aus dem Datensatz lediglich eine lineare Abhängigkeit zu ermitteln. Sowohl die Abhängigkeit von Druck als auch von der Temperatur sind signifikant von Null verschieden. Die lineare und exponentielle Anpassung erweisen sich als mathematisch nahezu gleichwertig. Der Exponentialansatz wird durch die physikalische Begründung der Korrekturen anhand von Gleichung 5.5 nahegelegt und wird daher im Weiteren verwendet. Der geringfügig bessere χ^2-Wert unterstützt diesen Ansatz.

Als Hypothese wird davon ausgegangen, daß der Luftdruck prinzipiell die Materiesäule über dem Detektor wiedergibt. Es kann jedoch sein, daß die Messung des Drucks nicht direkt die Materiesäule beschreibt. Faßt man ein kleines Volumen der Luft um den Detektor als ideales Gas auf, so gibt der Luftdruck lediglich in Kombination mit der Temperatur die Materiesäule wieder. Ein rascher Temperaturanstieg 'verfälscht' sozusagen die Luftdruckmessung, bis eine Diffusion in die weitere Umgebung einen Angleich des Luftdrucks an die reale Materiesäule schafft.

Wir verfolgen im Weiteren diese Hypothese und versuchen eine Korrektur der Meßrate unter Zuhilfenahme der Meßwerte von Luftdruck P und -temperatur T, sowie deren zeitliche Ableitungen $\dot{P} = dP/dt, \dot{T} = dT/dt$. Ein Einfluß weiterer Parameter der CAMC Messungen, wie Windgeschwindigkeit und -richtung oder Luftfeuchte, konnte nicht signifikant ermittelt werden und man kann daher davon ausgehen, daß mit weiteren Daten in Bodennähe keine Verbesserung erzielt werden kann.

In Tabelle 5.3 wird als Referenzsystem jeweils der Mittelwert für den Druck und die Temperatur verwendet. Hier ist nun zu testen, ob dieses System eine geeignete Beschreibung ist. Wir bestimmen mittels χ^2-Anpassung die mittlere Rate R aus den Einzelmessungen mit den jeweiligen Raten R_i, den Drücken P_i und Temperaturen T_i. Die Referenzen P_0 und T_0 werden ebenso wie die Faktoren A_i als freie Parameter behandelt.

Ansatz: Quadratische Korrektur in P [mbar]:

$$R = \frac{1}{i} \sum_i R_i \cdot \exp[A_1 \cdot (P_i - P_0) + A_2 \cdot (P_i - P_0)^2] \tag{5.11}$$

$\mapsto$ $P_0 = (773.36 \pm 0.87)$ mbar
$\mapsto$ $A_1 = (10.062 \pm 2.213) \cdot 10^{-3}$
$\mapsto$ $A_2 = (0.250 \pm 0.423) \cdot 10^{-3}$

Ansatz: Quadratische Korrektur in T [°C]:

$$R = \frac{1}{i} \sum_i R_i \cdot \exp[A_1 \cdot (T_i - T_0) + A_2 \cdot (T_i - T_0)^2] \tag{5.12}$$

$\mapsto$ $T_0 = (8.80 \pm 0.31)$ °C
$\mapsto$ $A_1 = (5.175 \pm 1.820) \cdot 10^{-3}$
$\mapsto$ $A_2 = (0.036 \pm 0.102) \cdot 10^{-3}$

Ansatz: Quadratische Korrektur in P [mbar] & T [°C]:

$$\begin{aligned} R = \frac{1}{i} \sum_i R_i \cdot \exp[\quad & A_1 \cdot (P_i - P_0) + A_2 \cdot (P_i - P_0)^2 + \\ & A_3 \cdot (T_i - T_0) + A_4 \cdot (T_i - T_0)^2 \quad] \end{aligned} \tag{5.13}$$

$\mapsto$ $P_0 = (773.36 \pm 0.91)$ mbar
$\mapsto$ $T_0 = (8.80 \pm 0.27)$ °C
$\mapsto$ $A_1 = (8.066 \pm 1.875) \cdot 10^{-3}$
$\mapsto$ $A_2 = (0.021 \pm 0.072) \cdot 10^{-3}$
$\mapsto$ $A_3 = (1.912 \pm 0.976) \cdot 10^{-3}$
$\mapsto$ $A_4 = (0.040 \pm 0.081) \cdot 10^{-3}$

Die Werte der Parameter aus obigen Anpassungen stehen in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Tabelle 5.3. Mittelwerte sind somit das geeignet Bezugssystem der Korrekturen. Wie vorher sind alle quadratischen Terme nicht signifikant.
Damit kommt man zum engültigen Ansatz der Korrektur, der Luftdruck, -temperatur und zeitliche Ableitungen linear in einem Exponential-Ansatz auswertet.

Ansatz: Lineare Korrektur in P [mbar], T [°C], $\dot{P}$ [mbar/s] & $\dot{T}$ [°C/s]:

$$\begin{aligned} R = \frac{1}{i} \sum_i R_i \cdot \exp[\quad & A_1 \cdot (P_i - P_0) - A_2 \cdot (\dot{P}_i) + \\ & A_3 \cdot (T_i - T_0) - A_4 \cdot (\dot{T}_i) \quad] \end{aligned} \tag{5.14}$$

$\mapsto$ $P_0 = (773.77 \pm 0.74)$ mbar
$\mapsto$ $T_0 = (8.68 \pm 0.21)$ °C
$\mapsto$ $A_1 = (8.512 \pm 2.650) \cdot 10^{-3}$
$\mapsto$ $A_2 = (0.262 \pm 0.091) \cdot 10^{-3}$
$\mapsto$ $A_3 = (8.683 \pm 2.501) \cdot 10^{-3}$
$\mapsto$ $A_4 = (0.219 \pm 0.082) \cdot 10^{-3}$

Auch hier sind die freien Parameter P_0, T_0 durch die Mittelwerte beschrieben und die Korrekturparameter liegen im selben Bereich wie bei den vorherigen Anpassungen. Dabei sind die Parameter um rund 3σ von Null verschieden. Die zur endgültigen Analyse verwendete Parametrisierung (Gl. 5.14) zeigte für den Gesamtdatensatz einen Wert der χ^2-Anpassung von $\chi^2 = 1.9$, und ist somit eine bessere Anpassung an die Daten als die anderen, da deren χ^2-Wert größer ist. Die mittleren Raten R bleiben im Rahmen der Fehler konstant bei 13.6 Hz (vergleiche Tab. 5.3, Parameter A1 und B1).

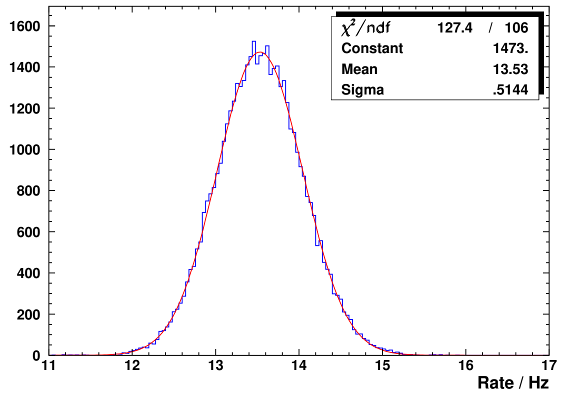


Abb. 5.12: Verteilung der Meßraten nach der Wetterkorrektur aus Gl. 8.3. Abb. 3.5 zeigt zum Vergleich die Ratenverteilung *ohne* Wetterkorrektur.

Die totzeitbereinigten, aber nicht wetterkorrigierten, Raten wie sie in Abbildung 3.5 dargestellt sind, weisen eine Streuung von 6.2% auf und zeigt eine deutliche links-rechts Asymmetrie. Die Raten, nach Anwendung einer Korrektur nach Gleichung 5.14, resultieren in einer Verteilung, die sich sehr gut durch eine Gaußglocke und damit durch eine statistische Fluktuation beschreiben lassen (vergleiche Abb. 5.12). Die Breite dieser Verteilung beläuft sich lediglich noch auf 3.8%. Dieser Wert kommt der mittleren Unsicherheit der Ratenanpassung (vergleiche Abb. 3.5) von 3.95% sehr nahe.

5.4.2 Spezialfall der AIROBICC-Daten

Der funktionale Zusammenhang zwischen Rate und Druck, wie er für die Daten des Szintillator-Feldes gefunden wurde (vergleiche Abb. 5.10 und 5.13), zeigt sich für AIROBICC-Daten nicht.

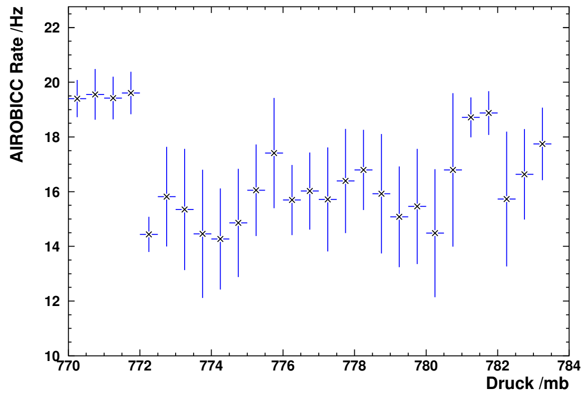


Abb. 5.13: Variation der AIROBICC Meßrate als Funktion des Luftdrucks. Es zeigt sich kein linearer Zusammenhang zwischen der Rate und dem Luftdruck. Die Unstetigkeiten, wie sie hier z.B. bei 772 mbar auftreten, zeigen sich in den Daten auf allen Zeitskalen von Stunden bis Monaten.

In Anhang A wird skizziert, daß ein Luftschauer in rund 6 km Höhe sein Maximum aus-

bildet. Dies ist ebenfalls die Höhe in der Wolkenbildung auftritt und so ist mit einem deutlichen Einfluß der Wolkenbildung auf die Meßrate zu rechnen. Nimmt man per Hand eine Selektion der Daten vor, indem man alle Daten verwirft, bei denen während der Datennahme manuell eine leichte Bewölkung vermerkt wurde, so ergibt sich zumindest eine leichte Tendenz analog zu den Szintillator-Daten. Diese ist jedoch nicht signifikant.
Eine geringe Bewölkung, die eventuell nur einen Teil des Himmels beeinflußt ist nicht eindeutig zu bestimmen. Es bleibt hier lediglich festzuhalten, daß eine eindeutige Trennung zwischen Wettereinfluß und astrophysikalischer Ursache der Ratenvariation für einen AIROBICC-Datensatz nicht realisiert werden konnte. In Kapitel 6 wird beschrieben, daß dies für die angestrebte Analyse nicht von Nachteil ist, da ein AIROBICC-Datensatz im Vergleich zu Szintillator-Daten bei der Analyse ausgedehnter Himmelsregionen weniger sensitiv ist.

5.4.3 Atmosphärische Korrekturen anderer Experimente

Die Beschreibung der relativen Meßrate in Abhängigkeit von den Umgebungseinflüssen erfolgte bisher bei vielen Experimenten auf unterschiedliche Weise. Teilweise wurde *keine* Korrektur vorgenommen und die Hypothese verwendet, daß lange Meßzeiten die Einflüsse im Mittel ausgleichen. Ansonsten wurde ausschließlich eine lineare Regression der Abhängigkeiten von Luftdruck *oder* -temperatur berücksichtigt.
Exemplarisch seien hier das BAKSAN[5] [Alexeenko et al., 1981] und das Haverah Park[6] [Edge et al., 1978] Experiment herausgegriffen, da beide die vorgenommenen Korrekturen im Detail veröffentlicht haben, während andere lediglich darauf verweisen, daß eine Korrektur vorgenommen wird, ohne diese näher zu spezifizieren.
Beim BAKSAN Experiment wurde für die Energieschwelle von $E_0 = 20$ TeV (spezielle Triggerbedingung weniger Einzelstationen) die Meßrate zu 55 Hz bestimmt. Auf der Datenbasis eines Jahres (Feb.' 80 bis Jan.' 81) wurde die Rate mit einer Luftdruckkorrektur von 0.644 ± 0.006 %/mbar bereinigt.
Für das Haverah Park Experiment, mit einer Energieschwelle von 60 PeV, wurden die folgenden Korrekturen für atmosphärische Einflüsse aus Bodenmessungen bestimmt, wobei β die lineare Korrektur auf Basis des Luftdrucks (Zentimeter Quecksilbersäule) und α die Korrektur auf Temperatur-Basis ist.

$$\beta(1965/71) = (-6.4 \pm 0.6)\%/\,cm\,Hg \qquad \text{Rate} = (45.5\pm0.2)/\text{ Tag} \tag{5.15}$$
$$\beta(1971/75) = (-8.5 \pm 0.7)\%/\,cm\,Hg \qquad \text{Rate} = (27.5\pm0.2)/\text{ Tag} \tag{5.16}$$
$$\beta(1975/76) = (-9.10 \pm 1.73)\%/\,cm\,Hg \qquad \text{Rate} = (27.5\pm0.2)/\text{ Tag} \tag{5.17}$$
$$\alpha(1975/76) = (-0.19 \pm 0.25)\%/\,^\circ C \tag{5.18}$$

Die Temperaturmessungen waren erst ab 1975 verfügbar und wurden vom Haverah Park Experiment daher *nicht* zur Analyse verwendet, um eine große Datenbasis gleichartig behandeln zu können. Der maximale Fehler bei der Vernachlässigung der Korrektur wurde zu 0.3% abgeschätzt [Edge et al., 1978].
Diese Zahlenwerte befinden sich in guter Übereinstimmung mit denen, die hier für das HEGRA Szintillator-Feld ermittelt wurden. Eine kombinierte Nutzung von Druck und Temperatur bei anderen Experimenten ist dem Autor nicht bekannt.

5.5 Zusammenfassung

Da in der vorliegenden Arbeit nach räumlichen Anisotropien in der Verteilung der Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung gesucht werden soll, ist die entscheidene

[5] BAKSAN ist ein russisches Luftschauer Experiment

[6] Haverah Park ist ein Luftschauerexperiment, welches insbesondere die höchstenergetische Teilchenkomponente untersucht

Größe, die aus der Rekonstruktion der Daten genutzt wird die **Einfallsrichtung der Primärteilchen**.
Insbesondere der Nachweis einer Abschattung der kosmischen Strahlung durch den Mond in den Szintillator-Daten ist ein gutes Qualitätskriterium. Die damit bestimmte Winkelauflösung ist in Übereinstimmung mit dem Wert der Winkelauflösung für Hadronen, wie er sich aus Monte-Carlo-Rechnungen ergibt. Die Tiefe der Abschattung steht in Übereinstimmung mit der Erwartung und damit ist eine zeitlich konstante Qualität der Richtungsbestimmung gegeben.
Die Missweisung der Richtungsbestimmung, das sogenannte Pointing, laßt sich für das Szintillator-Feld am genauesten mit dem Mondschatten bestimmen. Hier ergab sich kein signifikanter Wert des Misspointings. Ein Vergleich der Richtungsbestimmungen anderer Detektorkomponenten zeigt Abweichungen von der Szintillatorrichtung. Diese Abweichungen sind jedoch im Vergleich mit der Mondschattenbestimmung mit $< 2\sigma$ nicht signifikant (Tab. 5.2).
Einen wesentlichen Einfluß auf die Nachweiswahrscheinlichkeit, oder Sensitivität, des Szintillator-Feldes haben die **Variationen der atmosphärischen Bedingungen**. Für die HEGRA Szintillator-Daten konnte eine signifikante Abhängigkeit der Meßrate von den Parametern Luftdruck und -temperatur und deren zeitlichen Ableitungen ermittelt werden (Gl. 5.14).
Eine Korrelation der AIROBICC Meßrate mit den Wetterdaten ist nicht bestimmbar. Damit ist die Ursache von Schwankungen der AIROBICC Meßrate nicht einmal in erster Näherung in eine atmosphärische und eine astrophysikalische Ursache zu trennen. Die enge Kopplung der Szintillator Meßrate mit der AIROBICC Rate durch die sich gegenseitig beeinflussenden Sensitivitäten erlaubt damit auch keine Korrektur der Szintillator Rate bei gleichzeitigem Betrieb des AIROBICC Detektors.

6. Selektion der Daten

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, HEGRA Daten auf das Vorhandensein von räumlichen Anisotropien in der kosmischen Strahlung zu untersuchen. Für diese Untersuchung gibt das HEGRA Experiment die Verwendung des Szintillator- oder des AIROBICC-Feldes vor, da nur Daten diese Komponenten eine ausreichende Zeitspanne und einen großen Raumwinkel des Himmels abdecken (siehe Kapitel 2). Da eine Korrelation der Ratenänderung der AIROBICC Messung mit den Wetteränderungen nicht bestimmt werden konnte, verbleiben die Daten des Szintillator-Feldes.
Um tatsächlich astrophysikalisch verursachte Anisotropien nachzuweisen und künstliche Deformationen des Datensatzes weitestgehend zu vermeiden, ist man auf konstante Meßbedingungen angewiesen. Diese Rahmenbedingungen geben eine maximale Datenmenge im Hinblick auf einen vergleichsweise **konstanten Detektoraufbau** vor (vergleiche Tab. 3.1). Im Verlauf dieses Kapitel wird der Datensatz nochmals im Hinblick auf **gleichbleibende Datenqualität** eingeschränkt werden.
In diesem Kapitel wird die Selektion der in den Analysen ab Kapitel 8 verwendeten Szintillator-Daten beschrieben. Weiter wird auf die Art und Weise des Ausschlusses der AIROBICC-Daten eingegangen und beschrieben, daß dieser Ausschluß für die Suche nach ausgedehnten Anisotropien nicht von Nachteil ist.

6.1 Vorauswahl des Datensatzes

Der Zeitraum der verwendbaren Daten beginnt mit Einsetzen der FASTBUS Datennahme (Run 2122, 30. Juni 1993) und endet mit dem Einsetzen spezieller Triggerbedingungen (Run 4500, 8. Juni 1996) für das Szintillator-Feld. Hieraus sind die letzten 2 1/2 Jahre in ausreichender Qualität rekonstruierbar, da eine stabile Datennahme erst ab Ende 1993 verfügbar war. Verwendung finden können damit schließlich die Runs 2417 – 4477 (28. November 1993 – 1. Juni 1996).

Ausgrenzung der Daten mit einem Anteil Cherenkov-Messungen

Da eine Korrelation der HEGRA Messungen mit Himmelspositionen erfolgen soll, ist die Rekonstruierbarkeit einer Einfallsrichtung der Luftschauer zwingend notwendig. Die richtungsrekonstruierbaren Ereignisse werden jeweils einem Detektorzustand eindeutig zugeordnet.

- Datenselektion **A**: Szintillator Trigger-Bit (siehe Kapitel 3.1.2) gesetzt und Schauerrichtung aus Szintillator Informationen rekonstruierbar
- Datenselektion **B**: Szintillator *und / oder* AIROBICC Trigger-Bit gesetzt und Schauerrichtung aus Szintillator *und* AIROBICC Informationen rekonstruierbar
- Datenselektion **C**: AIROBICC Trigger-Bit gesetzt und Schauerrichtung aus AIROBICC Informationen rekonstruierbar
- Teleskopgetriggerte Ereignisse werden verworfen, falls sie nicht zusätzlich in eine der Kategorien **A** bis **C** fallen.

Diese Einordnung der Ereignisse nutzen wir, um AIROBICC-Datensätze eindeutig auszuschließen. Teilweise sind die Einträge im Logbuch und die tatsächlich in Betrieb befindlichen Detektorkomponenten, wie sie sich in den Daten finden, im Widerspruch. Fallen mehr als 10 Ereignisse in die Kategorie **B** oder **C**, so wird der jeweilige Subrun als AIROBICC-Datensatz verworfen. Die Anzahl von 10 Ereignissen wurde gewählt, um einen Datensatz, der durch Rauschen falsch gesetzte Bits enthält, nicht auch noch auszuschließen.

Es ist zu beachten, daß Teleskoptrigger auch in Daten ohne AIROBICC Beteiligung vorkommen, da die Teleskope als 'pointing instruments' auch bei einer Teilbewölkung messen können, bei der ein AIROBICC Betrieb nicht sinnvoll ist. Hier wird die gleiche Selektion, wie bei AIROBICC-Daten angewandt. Bei mehr als 10 Teleskoptriggern wird der Subrun verworfen.
Im Verlauf des Kapitels wird der AIROBICC-Datensatz, bzw. Datenselektion **B** und **C**, ebenfalls mit aufgeführt, um eine Eindruck über dessen Umfang zu vermitteln und zu belegen, daß die Nichtbenutzung dieser Datenmenge bei der Suche nach ausgedehnten Quellbereichen keinen Nachteil darstellt.
Die Datensätze der Selektion **B** und **C** sind nur bis inklusive Teildatensatz '7' (siehe Tab. 6.2) theoretisch verwendbar, da hiernach mit AIROBICC Messungen bei Mondschein begonnen wurde und zumindest die Spannungsversorgung der AIROBICC Photomultiplier zeitlich sehr variabel wurde. Die beiden Selektionen enthalten einen Anteil identischer Schauer, da ein Großteil dieser Schauer in beiden Detektor-Feldern meßbar ist.
Im Falle eines Widerspruchs zwischen Triggerbit und Anzahl der TDC Informationen, wird das Ereignis einsortiert, falls eines der beiden Kriterien erfüllt ist. Diese Bedingung muß hinzugenommen werden, da in einigen Runs die Triggerinformation fehlt. In normalen Runs tritt diese Selektion in maximal einem von 100.000 Schauern auf.

Anmerkungen zum AIROBICC-Datensatz

Messungen mit dem Szintillator-Feld können jederzeit durchgeführt werden. Dagegen sind Messungen mit AIROBICC auf mondlose Nächte beschränkt. Hierbei ist Nacht als die Zeit jenseits der astronomischen Dämmerung, also $\theta_{Sonne} > 108°$, zu verstehen. Mondlos ist eine Nacht, wenn der Mond den Horizont unterschritten hat ($\theta_{Mond} > 91°$). Damit ergibt sich eine maximal mögliche Meßzeit mit AIROBICC von 1657 Stunden pro Jahr, ohne die zusätzliche Einschränkung durch einen wolkenlosen Himmel.
Die Auswirkungen dieser Einschränkung sollen hier anhand der möglichen Beobachtungszeit des Krebsnebels bis zu einem Zenitwinkel von $40°$ verdeutlicht werden.

	Szintillator	AIROBICC
Theoretisch erreichbar	2130 h (100.0%)	410 h (19.2%)
Beachtung ausreichender Wetterbedingungen	2130 h (100.0%)	328 h (15.4%)
Beachtung der Ausfallzeit durch Kalibration	1917 h (90.0%)	295 h (13.8%)
Beachtung der Totzeit während der Datennahme	1686 h (79.2%)	236 h (11.1%)

Tab. 6.1: Effektive Meßzeit der Felder pro Jahr am Beispiel Krebsnebel. Die theoretisch zu erwartende Meßzeit des Szintillator-Feldes stellt die 100% Referenz dar.

Somit muß AIROBICC durch intrinsische Parameter einen Nachteil in der effektiven Meßzeit von einem Faktor 7.2 kompensieren (bei Beachtung des Ratenverhältnisses von 1:1.5 noch einen Faktor 4.7). Im Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erreicht man damit eine Signifikanz*abschwächung* von $\sqrt{4.7} = 2.2$. Dem gegenüber steht ein typischer Signifikanz*gewinn* von ~2 durch eine Photonanreicherung[1], bei dem die durch die Selektion geringere Statistik beachtet ist. Bei der Punktquellensuche wird das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei AIROBICC-Daten durch die bessere Winkelauflösung nochmals um den Faktor 2.6 gesteigert. Weiter zeigt sich in allen Studien, daß der Unterschied der Photon- und Proton-Energieschwelle bei AIROBICC größer ist und somit eine höhere

[1] Für das HEGRA Experiment wurden mehrere Verfahren zur Anreicherung von Photonen durch Ereignisselektion entwickelt. Da keines auf der ausschließlichen Basis des Szintillator-Feldes basiert, sind sie hier nicht anwendbar. Details zu den drei Verfahren sind [Karle, 1994, Prosch et al., 1996],[Westerhoff et al., 1995] und [Prahl, 1995, Pätzold, 1997] zu entnehmen.

Sensitivität bei der Suche nach Punktquellen der kosmischen Gammastrahlung erreicht wird.
Zusammenfassend ist AIROBICC bei der *Punktquellensuche* rund doppelt so empfindlicher wie das Szintillator-Feld. Bei ausgedehnten Quellbereichen ist jedoch das Szintillator-Feld sensitiver, da hier die gute Winkelauflösung des AIROBICC Detektors nicht ausgenutzt werden kann. Die ausschließliche Verwendung des Szintillator-Feldes stellt somit keinen Nachteil dar. Ein Vergleich des hier selektierten Datensatzes mit anderen HEGRA Analysen am Beispiel der Suche nach kosmischer Gammastrahlung vom Krebsnebel ist in Tabelle 12.2 auf Seite 149 zu finden.

Zeitliche Unterteilung der Daten

Weiter erfolgt eine zeitliche Unterteilung des Gesamtdatensatzes in neun Untergruppen (Tab. 6.2). Die Unterteilung orientiert sich in erster Linie an technischen Umstellungen des Detektors und der Datennahme (Tab. 3.1). Lange Perioden konstanter Meßbedingungen wurden nochmals unterteilt, bis eine noch gut technisch handhabbare Datenmenge von 10 Datensätzen (neun Untergruppen, ein Gesamtdatensatz) getrennt war. Datensätze von identischem Umfang waren durch die Randbedingung der Trennung nach technischen Veränderungen nicht realisierbar. Diese Unterteilung ermöglicht es, Effekte auf ihre zeitliche Variabilität zu testen. Mehr als 10 Datensätze sind mit der vorhandenen Rechnerkapazität nicht zu handhaben gewesen.

Datensatz	Runs	Zeitraum	Kommentare
-	2122 - 2400	30.06.93 - 18.11.93	Start ARRAY DAQ
			Verkabelungsfehler bereinigt
1	**2417 - 2678**	**28.11.93 - 02.04.94**	
			DAQ modifiziert (Ring-Buffer)
2	**2679 - 2900**	**02.04.94 - 30.06.94**	
3	**2901 - 3141**	**30.06.94 - 13.10.94**	
			DAQ Software korrigiert
4	**3142 - 3350**	**13.10.94 - 28.01.95**	
			Einsatz des CHI330 in DAQ
5	**3351 - 3644**	**28.01.95 - 19.06.95**	
			Szintillator-Feld erweitert (passiv)
6	**3644 - 3900**	**19.06.95 - 14.10.95**	
7	**3901 - 4100**	**14.10.95 - 12.01.96**	
8	**4101 - 4300**	**12.01.96 - 09.04.96**	
			Szintillator-Feld erweitert (aktiv)
9	**4301 - 4477**	**09.04.96 - 01.06.96**	
			Spezielle Szintillator Trigger
-	4500 - 5000	08.06.96 - 01.05.96	
-	6000 -	01.05.97 -	Start der NEW DAQ

Tab. 6.2: Zeitliche Einordnung der Datensätze. Die in der Analyse verwendeten Daten sind hervorgehoben.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, zeitlich konstante räumliche Anisotropien zu suchen. Die zeitliche Unterteilung des Gesamtdatensatzes hat lediglich das Ziel zu prüfen, ob Teildatensätze ein vom Gesamtdatensatz abweichendes Verhalten zeigen und ob eventuell gefundene Quellen sich in allen Untermengen dem Datenvolumen entsprechend ähnlich verhalten. Da nicht nach einer zeitlichen Entwicklung gesucht werden sollte, muß die Unterteilung nicht in gleichlange Perioden oder gleiche Anzahl von Schauern unterteilt werden.

6.2 Datenselektion nach Qualität der Runs

Die Einordnung der Subruns, wie sie im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde, erlaubt eine Trennung der Daten in eine Gruppe mit und eine ohne AIROBICC Anteil. Diese Gruppierung erfolgt auf der Basis von **Subruns**, also für jeweils 50.000 Schauer.
Desweiteren soll der Datensatz von defekten, also von der Norm abweichenden, Daten bereinigt werden, ohne eine künstliche Deformation des Datensatzes hervorzurufen. Diese Auswahl wird auf der Basis der **Runs** erfolgen, da dies eine logisch zusammenhängende Einheit der Datennahme ist und technische Änderungen zumeist zwischen zwei Runs erfolgten.
Eine Auswahl von einzelnen Schauern erfolgt nicht, um eine künstliche Deformation des Datensatzes zu vermeiden.
Zunächst werden Perioden mit bekannten, im Logbuch vermerkten, Elektronikdefekten *markiert*. Diese Daten haben gemeinsam, daß sie in Mittelwerten einiger Rekonstruktionsparameter deutlich vom Mittel aller Daten abweichen. Hierauf wird die Elimination weiterer Datensätze gestützt.

Parameter	Szintillator	AIROBICC
Schauerkern		
Mittlere Kernortposition in X [m]	-3.2 $\pm$ 1.4	-2.6 $\pm$ 1.8
Mittlere Kernortposition in Y [m]	0.4 $\pm$ 1.5	0.5 $\pm$ 1.7
Schauerachse		
Mittlerer Zenitwinkel θ [°]	21.4 $\pm$ 0.3	21.8 $\pm$ 0.3
Mittlerer Azimutwinkel ϕ [°]	176.2 $\pm$ 2.4	177.9 $\pm$ 3.1
Schauergröße (NKG-Formel)		
Mittlere Teilchenzahl [log(Ne)]	4.20 $\pm$ 0.02	4.20 $\pm$ 0.02
Mittleres Schaueralter (Age)	1.03 $\pm$ 0.02	1.05 $\pm$ 0.02
Schauergröße (Datennahme)		
Mittlere Anzahl Stationen mit ADC Signal	$30\ldots42$	$10\ldots20$
Mittlere Anzahl Stationen mit TDC Signal	$23\ldots33$	$10\ldots20$
Sekundenbruchteil der Rb-Uhr (5MHz Signal) [s]	0.5 $\pm$ 0.007	

Tab. 6.3: Mittelwerte einiger Observablen, als Referenz zur Datenselektion

Bei der Analyse der Datenqualität wird über je 2000 Ereignisse ein Mittel in den in Kapitel 5 beschriebenen Rekonstruktionsgrößen und den Informationen aus den Rohdaten gebildet. Dies ist bei einer erwarteten Basis von 450M Ereignissen 250.000 Mal möglich. Die damit erwartete statistische Streuung beträgt maximal $\pm 5\sigma$. Eine Auswahl der wichtigsten Parameter mit ihren Mittelwerten und ihrer 1σ Unsicherheit ist Tabelle 6.3 zu entnehmen. Da ausschließlich eindeutige Defekte ausgeschlossen werden sollen, bildet eine Abweichung $\geq 5\sigma$ die Schranke, ab der die Daten erneut markiert werden.
Die Anzahl von 2000 Ereignissen wurde gewählt, weil sich dies als bester Kompromiß zwischen kurzen Zeiträumen und großer Statistik ergab. Eine χ^2-Anpassung an Meßraten (siehe Kapitel 3.3) ergab hier die größte Empfindlichkeit auf Variationen bei kleiner statistischer Unsicherheit.
Jedes 2000er Mittel, welches einen Parameter um mehr als 5σ verfehlte, wurde markiert. Dabei wurde folgendes festgestellt:

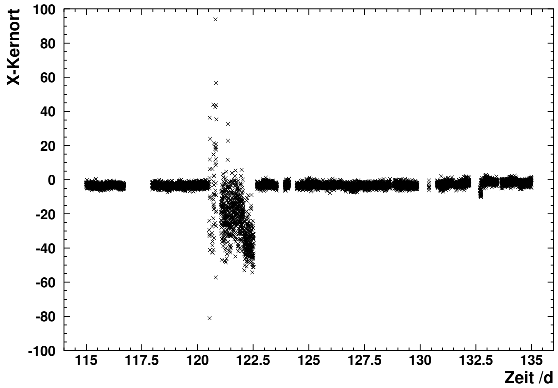
- Alle Parameter zeigten eine N(0,1)[2]-Verteilung der 2000er Daten, mit Ausnahme des Zenitwinkels, der durch das eingeschränkte Intervall eine Deformation erwarten ließ.
- Es trat sowohl eine Markierung in nur einem Parameter als auch Markierungen in

[2] N(0,1) ist die übliche Bezeichnung einer Gaußverteilung, die bei Null zentriert die Breite eins aufweist.

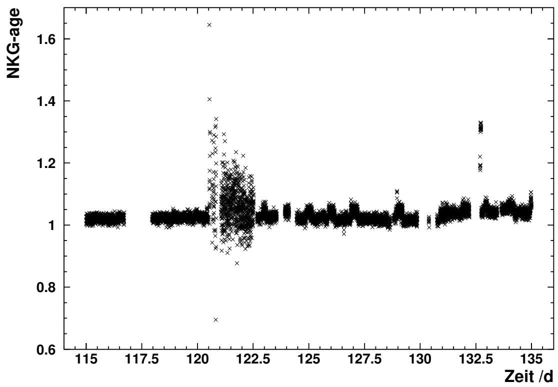
mehreren Parametern auf.

- Falls ein Run mehrfach markiert wurde, traf dies für $\geq 25\%$ der 2000er Mittel zu.
- Kein Run füllt alleine die Streubreite von 5σ aus.
- Alle im Logbuch gekennzeichneten Runs wurden erneut aufgefunden (!).
- Alle in mehr als einem Parameter markierten Runs eines Testdatensatzes zeigten in den Rohdaten Probleme, die auf Elektronikdefekte schließen ließen. Einfach markierte Runs zeigten keine offensichtlichen Elektronikdefekte.
- Änderungen im Aufbau der Elektronikkette und der Meßstationen konnten zeitlich klar lokalisiert werden (z.B. Einführung des S_{H2}-Feldes durch geänderte mittlere Kernorte).
- Ein Abweichen oder eine Angleichung trat sprunghaft auf und hielt sich über einen Zeitraum.

Einen zeitlichen Ausschnitt zweier Beispiele der 2000er Mittel ist Abbildung 6.1 zu entnehmen.



(a)



(b)

Abb. 6.1: Zeitliche Verteilung der Mittelwerte der 2000er Sample am Beispiel der X-Koordinate des Kernortes (a) und des Parameters 'age' (b), Schaueralter, aus der Anpassung der NKG Funktion (Gl. 1.24). Die Daten um den Tag '121' werden durch die Selektion ausgeschlossen, während z.B. die auffällige Streuung im 'age' am Tag '133' nicht zum Ausschluß führte.

In dem Gesamtdatensatz zeigte sich eine eindeutige Korrelation zwischen Logbuchvermerk und mehrfacher Markierung in der hier beschriebenen Selektion auf Basis der 2000er Samples. Umgekehrt ließ sich, mit Hilfe des in Kapitel 3 beschriebenen Programm-Paketes, jeweils ein Elektronikdefekt in den Rohdaten finden, falls eine deutliche Abweichung vom Mittelwert in mehr als einem Parameter festgestellt wurde.
Bei einer Markierung eines Runs in nur einem Parameter konnte kein Elektronikdefekt nachgewiesen werden und wir gehen hier davon aus, daß es sich um korrekte Messungen handelt. So wird z.B. die Abweichung im Parameter 'age' in Abbildung 6.1 akzeptiert. Es konnte jedoch keine Zuordnung der erhöhten Werte zu einem Raumwinkelbereich erfolgen, der kleiner als das Gesichtsfeld des Detektors ist.
Eine zeitliche Häufung der Daten, die ohne Logbucheintrag verworfen wurden, konnte nicht nachgewiesen werden. Daher kann man davon ausgehen, mit diesem Verfahren ausschließlich Defekte eliminiert zu haben und die Daten nicht durch spezielle Auswahlkriterien deformiert zu haben. Da alle Logbuchvermerke in den Markierungen reproduziert wurden, gehen wir weiter davon aus, daß in den ausgewählten Daten kein Elektronikdefekt verbleibt.

Die letztendliche Selektion der Daten nach ihrer Qualität erfolgte in 4 Schritten. Voraus geht die Abtrennung der Daten mit gleichzeitigem Betrieb eines Cherenkovlicht-Detektors.

1) Aufsteigende Datum-Runnummer-Korrelation (korrekte Zeitmessung)
2) Keine Abweichung der 2000er Mittelwerte der Rohdateninformationen
   - Anzahl der Zeitsignale (TDC) pro Ereignis (korrekte Trigger Elektronik)
   - Relative Anzahl Zeit-zu-Energie-Stationen (TDC/ADC Verhältnis) (korrekte Elektronikkette)
3) Keine Abweichung der 2000er Mittelwerte der rekonstruierten Größen
   - Kernortposition (kein kombinierter Ausfall vieler Stationen)
   - Zenit- und Azimutwinkel (deckt vielfältige Fehlfunktionen auf)
   - NKG Anpassung (deckt vielfältige Fehlfunktionen auf)
4) MHz Zeitinformation (testet Zustand der gesamten Datennahme)

Wurde in einem 2000er Sample ein Abweichung vom Mittelwert in mehr als einem Parameter ermittelt, so wurde der folgende Teil des Runs inklusive des getesteten 2000er Samples verworfen.
Schließlich gehen in den Gesamtdatensatz, der für die Analysen verwendet wird, alle Schauer ein, die die Selektion passiert haben und eine Richtungsrekonstruktion mit einem Zenitwinkel $\theta = [0° \ldots 60°]$ ergeben. Die Eingrenzung des Zenitwinkels schließt rund 2% der Schauer aus.
Da in HEGRA Daten der Run eine logische Einheit darstellt, ohne mit der siderischen Zeit verknüpft zu sein, erreicht man durch diese Selektion die kleinste Wahrscheinlichkeit die Daten im nachhinein zu deformieren und damit eine Anisotropie künstlich zu erzeugen.

6.3 Beschreibung des selektierten Datensatzes

Zusammenfassend werden nach obiger Beschreibung folgende Bedingungen an die Daten gestellt:

- Die Daten sind im Zeitraum 28.11.93 - 01.06.96 angefallen.
- Der Subrun gehört nicht zu einer AIROBICC Messung
- Der Run darf keine Elektronikdefekte enthalten.
- Die CAMC Wetterdaten müssen verfügbar sein.
- Die Einfallsrichtung des Primärteilchens ist mit $\theta = [0° \ldots 60°]$ rekonstruiert.

Es verbleiben damit 80% der theoretisch verfügbaren Runs in einem rein Szintillator-Feld basierten Datensatz zu 450M Schauern (Tab. 6.4). Die 450 Millionen Schauer entsprechen, bei Beachtung aller Totzeiten der Datennahme, 81% der zu erwartenden Schauerzahl. Somit entspricht das Verwerfen von 20% der Runs auch effektiv dem Ausbleiben von 20% der Meßzeit.
Die Ursachen der Einschränkungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- 10% AIROBICC Beteiligung
- 2% fehlerhafte bzw. nicht vorhandene CAMC Messungen
- 2% technische Defekte und Bedienfehler (vor der Rekonstruktion)
- 6% ungenügende Datenqualität nach Selektion

Tabelle 6.4 zeigt, daß sich die Datenselektion auf alle neun Untermengen annähernd gleich auswirkt. Datensatz '1' ist von ungewöhnlich vielen technischen Defekten betroffen und Datensatz '5' profitiert von einem geringen AIROBICC Anteil. Die Verteilung der ausgeschlossenen Daten ist im Rahmen der Untersuchungen langzeitiger Variationen als gleichförmig anzusehen.

Daten-satz	Runs	Nutzbare, rekonstruierte Daten: Selektion **A** Szin Runs	Selektion **A** Szin [M evt]	Selektion **B** Szin & AIR [M evt]	Selektion **C** AIR [M evt]
1	2417 - 2678	114 (44%)	28.027	6.509	7.216
2	2679 - 2900	187 (85%)	51.272	9.468	10.988
3	2901 - 3141	181 (75%)	62.960	9.338	11.352
4	3142 - 3350	180 (87%)	58.049	9.136	10.382
5	3351 - 3644	283 (96%)	70.477	4.382	6.058
6	3644 - 3900	182 (72%)	43.911	9.479	10.958
7	3901 - 4100	182 (91%)	44.149	6.251	8.479
8	4101 - 4300	185 (92%)	61.206	-	-
9	4301 - 4477	141 (80%)	29.139	-	-
	Zusammenfassung	**1635 (80%)**	**449.191**	54.563	65.433

Tab. 6.4: Rekonstruierte Datenmenge der Teildatensätze. Die Selektionen A, B und C sind auf Seite 67 beschrieben. Die Angaben erfolgen in Einheiten der Meßintervalle (Runs) und in Millionen Luftschauer (M evt). Die hervorgehoben Zahlen der Zusammenfassung geben den Umfang des verwendeten Datensatzes an.

6.4 Zusammenfassung

Die zu analysierenden Daten wurden auf den Zeitraum November 1993 bis Juni 1996 eingeschränkt. Der Gesamtdatensatz wurde zeitlich in neun Teildatensätze unterteilt. Auf der Basis der Subruns wurden Datensätze mit AIROBICC Beiträgen ausgeschlossen und auf der Basis der 2000er Sample wurden im verbleibenden Datensatz Runs mit Elektronikdefekten ausgeschlossen.

Der Datensatz, auf dem die in Kapitel 7 und folgenden beschriebenen Analysen basieren, stellt damit ausschließlich Messungen mit dem Szintillator-Feld *ohne* gleichzeitigen Betrieb des AIROBICC Detektors dar. Die Daten umfassen **450 Millionen** rekonstruierte Luftschauermessungen bei einem eingeschränkten Zenitwinkel bis $\theta \leq 60°$.

Der so selektierte Datensatz umfaßt 80% der verfügbaren Ausgangsdaten und 70% des theoretisch zu erwartenden Volumens. Dies stellt den bisher größten untersuchten Szintillator-Datensatz des HEGRA Detektors dar. Dem gegenüber stehen 65 M AIROBICC basierte Luftschauermessungen, die hier nicht verwendet werden können. Bei der Suche nach ausgedehnten Quellen ist der AIROBICC-Datensatz weniger sensitiv und sein Ausschluß stellt somit keinen Nachteil dar.

Teil II

Astrophysikalische Analysen

7. Strategie der Analysen und Abriß des Vorgehens

Die Datenbasis, die für alle in den folgenden Kapitel zu beschreibenden Untersuchungen verwendet wird, bilden 450 Millionen Luftschauer, die vom **HEGRA Szintillator-Feld** im Zeitraum vom November 1993 bis Juni 1996 gemessen wurden. Die geringfügige Einschränkung des Zenitwinkels auf $\theta \leq 60°$ erlaubt die Untersuchung von 75% der gesamten Himmelskugel. Die Zeiträume, in denen der AIROBICC Detektor oder die Cherenkov-Teleskope CT 1 und CT 2 aktiv waren, sind ausgeschlossen.

Die kosmische Gammastrahlung läßt nach Kapitel 1 einen direkten Rückschluß von der Ankunftsrichtung auf ihren Entstehungsort zu. Die Teilchenstrahlung wird demgegenüber durch Magnetfelder abgelenkt. Der isotrope Anteil beider Strahlungsarten wird in der vorliegenden Arbeit als Untergrund betrachtet.

Als Arbeitshypothese wird eine Anisotropie von der richtungserhaltenden kosmischen Gammastrahlung verursacht. Die Ursache kann jedoch auch ein sehr lokaler Einfluß der kosmischen Teilchenstrahlung sein, oder eine Kombination aus beiden Effekten. Nach einer solchen Anisotropie der gesamten kosmischen Strahlung wird in Kapitel 8 gesucht.

In den weiteren Kapiteln wird nach einer Anisotropie der kosmischen Gammastrahlung gesucht. Mit obiger Argumentation wird nach einer kleinen Signalamplitude (Photonen) in einer großen Datenmenge (Hadronen) gesucht, und es ist notwendig, eine genaue Untergrunderwartung zu berechnen.

Dieses Problem kann prinzipiell in zwei Schritte unterteilt werden:

- Die Anzahl von Untergrundereignissen relativ zur Anzahl gemessener Schauer muß bestimmt werden.
- Eine Vorschrift ist zu definieren, nach der diese Untergrundereignisse über den Himmel verteilt werden.

Beide Punkte sind selbstverständlich abhängig vom Meßvorgang und damit vom Aufbau des Detektors und vom Betrieb der Datennahme. Im vorausgehenden Abschnitt wurde beschrieben, wie der Einfluß des variablen Detektoraufbaus durch zeitliche Unterteilung der Daten beachtet wird, eine Selektion eine gleichbleibende Datenqualität gewährleistet, die variable Totzeit zu bestimmen ist und wie sich Wettereinflüsse in den Messungen bemerkbar machen.

Weiter ist eine Hypothese über die Art des Untergrundes notwendig. Wir wählen hier die Hypothese, daß das HEGRA Szintillator-Feld ausschließlich eine isotrop einfallende kosmische Teilchenstrahlung ohne Quellen kosmischer Gammastrahlung mißt. Damit ist die Anzahl der Untergrundereignisse identisch zur Anzahl gemessener Luftschauer.

Die Hypothese rechtfertigt sich dadurch, daß Experimente, die wie das HEGRA Szintillator-Feld die Technik des Schauerfrontsamplings nutzen, bisher keine signifikante Quelle der kosmischen Gammastrahlung eindeutig nachweisen konnten.

Im folgenden Kapitel 8 wird ausschließlich der erste Punkt obiger Auflistung genauer untersucht. Es wird nach einer Dipolanisotropie gesucht, die sich in der gesamten kosmischen Strahlung zeigen soll. Hierfür wird die zeitliche Variation der Meßrate zu einer Bezugsrate auf eine Periodizität untersucht. Die kleine zu erwartende Amplitude des Dipolmoments erlaubt dabei keine Unterteilung der Daten in Raumwinkelbereiche der lokalen Koordinaten (θ, ϕ), da ansonsten die statistische Unsicherheit bei der zu Grunde liegenden Datenmenge zu groß würde, und damit ist eine Vorschrift zur räumlichen Verteilung der Untergrunderwartung nicht notwendig.

In den weiteren Kapiteln erfolgen zweidimensionale Suchen nach Raumwinkelbereichen, die von einem isotropen Erwartungswert abweichen. Dazu wird zunächst in Kapitel 9 die Realisierung der Untergrundbestimmung beschrieben und anschließend werden die sich aus dieser Untergrundbestimmung ergebenden 'Himmelskarten' dargestellt. In Kapitel 11 und folgenden werden diese Karten bzw. Ausschnitte aus ihnen nach speziellen Fragestellungen untersucht.

Begriffsdefinitionen:

Die bei der Erstellung und Analyse der 'Himmelskarten' verwendeten Begriffe sollen hier zusammenfassend erläutert werden.
Zu einer gemessenen Verteilung der Ankunftsrichtungen (im Weiteren **Datenkarte** genannt) wird eine Untergrunderwartung (im Weiteren **Untergrundkarte** genannt) unter obiger Hypothese einer isotropen Strahlung berechnet.
In beiden Karten werden die Ankunftsrichtungen gebint abgespeichert. Die Karten, bei denen noch keine Bins zur weiteren Analyse zusammengefaßt worden sind, werden als **Basiskarten** bezeichnet.
Aus dem Vergleich der Daten- und Untergrundkarte für jedes Paar Bins resultiert eine **Signifikanzkarte**, die auf Grund der gleichen Auflösung ebenfalls zu den Basiskarten gezählt wird.
Für weitere Analysen kann nun für jede beliebige Himmelsposition die Signifikanz der Abweichung von Daten- und Untergrundkarte getestet werden. Eine solche Position nennen wir **Testposition**. Die Ausdehnung der hypothetischen Quelle wird beachtet, indem eine Anzahl Bins der Basiskarten aufsummiert wird. Der Bereich, über den summiert wird, ist dabei beliebig. Wird eine Radialsymmetrie der Quelle angenommen, so wird der zu summierende Bereich durch den zugelassenen Abstand zur Testposition, den sogenannten **Suchradius**, definiert.
Eine Signifikanzkarte mit einem festgelegten Suchradius werden wir als **Himmelskarte** bezeichnen. Eine Himmelskarte, bei der die Testpositionen den gesamten sichtbaren Bereich abdecken und ein fester Suchradius verwendet wird, bezeichnen wir als **Himmelsdurchmusterung**.
Wird nicht der gesamte sichtbare Himmel mit Testpositionen überzogen, sondern lediglich ein Ausschnitt dieser Himmelskarte analysiert, so bezeichnen wir diesen Ausschnitt als **Suchfenster**.

8. Anisotropie mit Dipolcharakter

Eine **Dipolanisotropie** stellt die räumlich ausgedehnteste Variante einer Abweichung von einer isotropen Verteilung der Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung dar. Als Ursache kommt eine Bewegung des Beobachters gegen eine isotrope Strahlungsverteilung (z.B. Rotation der Erde um die Sonne) oder eine a priori anisotropie Strahlung (z.B. Fokussierung durch Magnetfeldinhomogenitäten oder einzelne nahe Quelle) in Betracht. Allgemein wird eine Abweichung δ von einer isotropen Richtungsverteilung durch den Vergleich der maximalen und minimalen meßbaren Flüsse der kosmischen Strahlung Φ definiert.

$$\delta = \frac{\Phi_{max} - \Phi_{min}}{\Phi_{max} + \Phi_{min}} \tag{8.1}$$

Die übliche Methode, nach einer Dipolanisotropie zu suchen, besteht darin, den Fluß der Strahlung $\Phi(t)$ bzw. die Meßrate $R(t)$ als Funktion der Zeit zu analysieren. Die Dipolanisotropie sollte eine harmonische Periodizität in der Amplitude verursachen. Die typischen Beschreibungen der Anisotropie-Amplitude δ lauten dabei

$$R(t) = R_0 + \delta \sin\left(\frac{2\pi t}{24\text{h}} + \phi\right) \tag{8.2}$$

Da sich die Erde periodisch um die Sonne und gegen den Sternenhimmel bewegt, kommen als zeitliche Bezugssysteme die solare[1] und die siderische[2] Zeit in Betracht. Beide Systeme werden jeweils auf der Basis einer Rotation, also modulo 24 Stunden, verwendet. Die Phasenlage ϕ im jeweiligen System wird wie die Amplitude von Theorien vorhergesagt.

Zur Untersuchung des Datensatzes auf eine Dipolanisotropie adaptieren wir dieses übliche Verfahren auf die besonderen Gegebenheiten des HEGRA Detektors. Das Verfahren basiert auf der Hypothese, daß sich von der zeitlichen **Änderung der Meßrate** auf eine variable Amplitude des Flusses der kosmischen Strahlung schließen läßt. Für das HEGRA Experiment muß daher zunächst eine relative Meßrate bestimmt werden, wobei sämtliche Detektoreinflüsse entfaltet werden müssen.

Eine solche Dipolanisotropie, falls vorhanden, kann ihrer Ursache nach nicht in Gamma- oder Teilchenstrahlung unterteilt werden, da mit dem HEGRA Szintillator-Feld lediglich ein globaler Effekt des gesamten meßbaren Strahlungfeldes nachweisbar ist.

Den Untersuchungen in diesem Kapitel liegt der Gesamtdatensatz nach Kapitel 6 zu Grunde. Es wird jeweils die Rate des Nachweises kosmischer Strahlung im gesamten Gesichtsfeld $\theta \leq 60°$ analysiert und damit beläuft sich die Energieschwelle auf 54 TeV, wie in Kapitel 4 beschrieben wurde.

Zunächst wird das Verfahren zur Bestimmung der relativen Meßraten und anschließend die Analyse dieser Änderungen in den beiden Zeitsystemen beschrieben. Danach erfolgt ein Vergleich mit Messungen anderer Experimente und eine astrophysikalische Interpretation.

8.1 Bestimmung relativer Meßraten des HEGRA Szintillator-Feldes

Das übliche Verfahren zur Suche nach Dipolanisotropien basiert auf der Analyse der zeitlichen Schwankungen der Meßrate. Eine Mittelung dieser Schwankungen auf Intervallen

[1] Die solare Zeit ist die *lokale* Sonnenzeit am Ort des Detektors, also *nicht* die Uhrzeit einer Zeitzone.

[2] Die siderische Zeit ist die *lokale* Sternzeit, also die Rektaszension, die im Zenit des Detektorgesichtsfeldes verläuft.

einer periodischen 24-Stunden Zeitbasis erlaubt dann eine χ^2-Anpassung einer harmonischen Schwingung der Variation und erbringt damit die Amplitude und die Phasenlage der Anisotropie.
Für HEGRA Szintillator Messungen ist dieses Verfahren zu erweitern. Zum einen wurde in Kapitel 3 gezeigt, daß die absolute Rate sich sprunghaft mit der Detektorkonfiguration ändert und zum anderen wurde in Kapitel 5.4 eine Abhängigkeit der Meßrate von den atmosphärischen Bedingungen ermittelt.
Betrachtet man die Meßrate des HEGRA Szintillator-Feldes in einem kurzen Zeitintervall von 10 Tagen, so ist eine Periodizität mit einer Periode von rund einem Tag feststellbar (Abb. 8.1). Die Amplitude im Prozentbereich der Meßrate, entspricht in etwa der Ratenänderung, wie sie von täglichen Druckschwankungen zu erwarten ist.

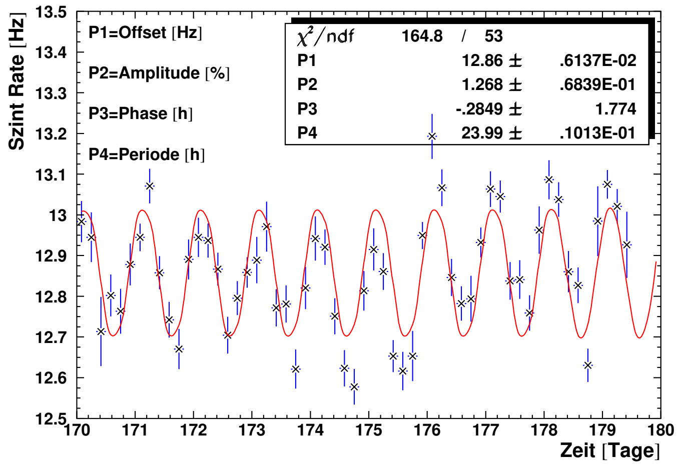


Abb. 8.1: Meßrate des Szintillator-Feldes über 10 Tage. Es ist eine Oszillation mit der Frequenz von einem Tag zu erkennen. Sowohl die Amplitude, als auch die Phase sind für die Anpassung nicht eingeschränkt worden.

Damit wird das folgende Vorgehen nahegelegt.

0) Es werden Datensätze des Szintillator-Feldes zugelassen, die die Selektionskriterien aus Kapitel 6 erfüllen.
1) Eine totzeitkorrigierte Rate ist zu bestimmen.
2) Diese Rate ist mit Wetter-Korrekturen zu versehen.
3) Eine noch zu beschreibende Bezugsrate ist zu definieren, da der variable Detektoraufbau keine direkte Mittelung der Rate über die Gesamtmeßzeit zuläßt.
4) Die Abweichung der Meßrate von dem definiertem Mittel ist auf Periodizität zu untersuchen.

Nach Kapitel 3.3 ist die effektive Meßrate durch die Anpassung einer Exponentialfunktion an die Verteilung der Zeitabstände aufeinanderfolgender Schauer zu bestimmen. Den besten Kompromiß zwischen einer hohen Sensitivität auf Variationen der Rate und eine ausreichende statistische Genauigkeit bilden hierbei Anpassungen an jeweils 2000 Schauer (die sogenannten 2000er Sample). Die statistische Streuung der Ratenverteilung liegt nach Abbildung 3.5 bei 6.18 % (13.4±0.83 Hz), während die Unsicherheit der Anpassung der Rate eines 2000er Sample lediglich 3.95 % (0.53±0.04 Hz) entspricht. Diese größere Streuung wird sicher zum Teil durch die *nicht* konstante mittlere Rate verursacht. Weiterhin kann der Einfluß der Wetterbedingungen ebenfalls eine Fluktuation der Rate im Prozentbereich verursachen.
In Kapitel 5.4 wurde eine signifikante Abhängigkeit der Meßrate von den Wettergrößen Luftdruck und -temperatur ermittelt (hier als Gl. 8.3 erneut aufgegriffen). Hiernach kann

jede Rate R_i eines 2000er Samples auf den Erwartungswert bei Standardbedingungen transformiert werden.

$$R_0 = R_i \cdot \exp\left[8.5 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{P_i}{\text{mbar}} - 773.8\right) - 0.3 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{\dot{P}_i}{\text{mbar/s}}\right) + \right. \tag{8.3}$$
$$\left. 8.7 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{T_i}{°\text{C}} - 8.7\right) - 0.2 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{\dot{T}_i}{°\text{C}/s}\right)\right]$$

Mit dieser Korrektur wird die Amplitude der Schwingung in Abbildung 8.1 vollständig gedämpft und ist in der statistischen Unsicherheit der Meßpunkte nicht mehr nachweisbar. Die Wetterkorrektur nach Gleichung 8.3 halten wir für die geeigneteste, da hier alle Faktoren signifikant von Null verschieden sind und somit auch ein Einfluß auf die Daten vorhanden ist. In der Analyse werden jedoch der Vollständigkeit halber auch die vereinfachten Korrekturen nach den Gleichungen 5.11 bis 5.14 angewendet.
Die Korrektur nach Gleichung 8.3 resultiert in einer Verteilung der Raten mit einer Breite von 3.8% (13.53±0.51 Hz, Abb. 5.12). Dies entspricht der Unsicherheit der Anpassungen der Raten der 2000er Sample.
Die 10-tägige Oszillation der Rate mit einer Frequenz von 24 Stunden, wie sie in Abbildung 8.1 sichtbar ist, ist in diesem kleinen Datensatz nach der Wetterkorrektur nicht mehr nachweisbar (Abb. 8.2). Die gleiche Anpassung einer freien Sinusschwingung ergibt eine wesentlich kleinere Amplitude und keine Korrelation zum solaren Tag. Daß die Verteilung schlechter durch eine Sinusschwingung charakterisiert ist, belegt der größere Wert des χ^2/ Freiheitsgrad.

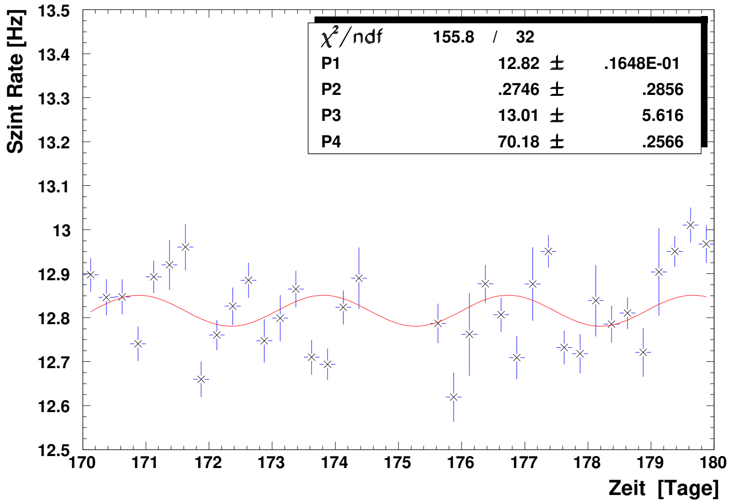


Abb. 8.2: Meßrate über 10 Tage, wie Abb. 8.1, allerdings mit Wetterkorrektur nach Gl. 8.3. Die Datenmenge ist kleiner, da zu einigen Messungen keine Wetterdaten verfügbar sind.

Mit den bisherigen Korrekturen der Meßrate auf eine totzeitbereinigte effektive Rate und der Wetter-Korrektur sind zeitliche Änderungen im Meßaufbau unberücksichtigt geblieben. Diese Aufbauänderungen beinhalten sowohl die Erweiterung des Szintillator-Feldes, als auch Änderungen durch kurzzeitigen Ausfall weniger Stationen ($< 10\%$). Die Mindestforderung, daß die Referenz-Raten getrennt für jeden der 9, in Kapitel 6 bestimmten, Teildatensätze ermittelt wird, reicht nicht aus. Es sind innerhalb der Teildatensätze noch kleine Sprünge der Rate feststellbar, die zumindest zum Großteil mit Ausfallzeiten von Stationen oder Elektronikkomponenten zusammenfallen. Eine lückenlose Dokumentation des Detektorzustandes ist nicht vorhanden, daher kann man die Zeitintervalle nicht a priori vorgeben.

Die Mittelung der Raten und damit die Festlegung der Referenzrate muß über lange Zeiträume erfolgen, um das eventuell vorhandene Dipolmoment nicht zu deformieren. Das Intervall muß dabei auch kurz genug sein, um nicht über mehrere Zustände des Meßaufbaus zu mitteln.
Wir bestimmen für jeden Run der Messungen eine mittlere Referenzrate aller enthaltenen 2000er Sample. Diese berechnet sich wie folgt.
Wir Beschränken uns auf Runs innerhalb eines der neun Teildatensätze. In diesem Teildatensatz nehmen wir zu dem zu untersuchenden Run die 12 vorhergehenden und 12 folgenden Runs, soweit sie in dem Teildatensatz enthalten sind. Aus diesen 24 Runs, also unter Auslassung des zu testenden Runs, bestimmen wir die mittlere Rate. Die 25 Runs entsprechen im Mittel einer Meßzeit von 10 Tagen.
Ein Run, der von einem in der Selektion nicht nachgewiesenen Elektronikdefekt betroffen wäre, würde sich durch eine mittlere Rate auszeichnen, die von der Mehrheit der 25 Runs abweicht. Ein solcher Effekt wurde *nach* der Selektion der Daten nicht festgestellt, wohl aber *vor* der selben. Die Raten der einzelnen 2000er Sample eines Runs relative zur mittleren Rate der 24 anderen Runs wird gut durch eine Gaußverteilung beschrieben und stellt somit hauptsächlich eine statistische Fluktuation oder eine periodischen Oszillation dar. Es wurden 25 Runs als Bezugssystem gewählt, da in der Selektion der Daten Variationen im Detektoraufbau entweder auf wesentlich längeren oder deutlich kürzeren Intervallen auftraten.

8.2 Zeitliche Variation der relativen Meßraten

Wie in der Einleitung des Kapitels beschrieben, sind nun die so gewonnenen relativen Meßraten auf ihre zeitlichen Variationen zu untersuchen. Als natürliche Zeitbasen bieten sich die siderische und solare Zeit an. In beiden Systemen findet eine periodische Bewegung des Beobachters auf der Erde gegen die Umgebung statt.
Der siderische Tag, der die Bewegung relativ zu den Sternen beschreibt, ist kürzer als der solare Tag.

$$0.99727\, d_{\text{solar}} = 1.0\, d_{\text{siderisch}} \tag{8.4}$$

Die übliche Berechnung eines Dipolmoments erfolgt eindimensional auf einer dieser Zeitbasen (siehe Gl. 8.2). Hier bleibt eine überlagerte Schwingung in dem jeweils anderen Zeitsystem unbeachtet.
Wir wählen hiervon abweichend eine zweidimensionale, gebinte Darstellung zur Analyse (siehe Abb. 8.3). Die X- und Y-Achsen stellen bei der Untersuchung die beiden Zeitachsen siderische und solare Zeit, jeweils modulo 24 Stunden, dar. Die Z-Achse beschreibt das Mittel aller relativen Raten pro Bin. Diese Darstellung ermöglicht eine gleichzeitige Betrachtung der Ratenänderung in den beiden Bezugssystemen.
Eine falsch bestimmte mittlere Rate eines Runs würde sich in Abbildung 8.4 durch dominante Diagonalen auszeichnen. Die in dieser Darstellung leicht angedeuteten Diagonalen von unten links nach oben rechts sind jedoch vernachlässigbar im Vergleich zur statistischen Unsicherheit je Bin.
Die statistische Unsicherheit bei der Anpassung der absoluten, effektiven Rate eines 2000er Samples beträgt rund 4%. In der Analyse werden deshalb weniger Bins als in Abbildung 8.3 verwendet. Hierdurch wird die statistische Unsicherheit bei der Verwendung von 8×8 Bins auf 0.06% pro Bin reduziert. Durch die ungleichförmige Meßzeit (Ausfall der AIROBICC Meßzeiten) variiert dieser Wert um $\pm 0.01\%$.
Die absolute Variation zwischen dem maximalen und minimalen Bin liegt, je nach verwendeter Wetterkorrektur, bei $\leq 1.8\%$. *Ohne* Wetterkorrektur liegt die absolute Variation bei 2.4% und bei umfangreichster Korrektur bei 0.7% (vergleiche Tab. 8.1).
An diese Verteilung der relativen Meßraten ist nun eine Funktion anzupassen, die den harmonischen Anteil der Ratenänderung wiedergibt. Die zur χ^2-Anpassung verwendete

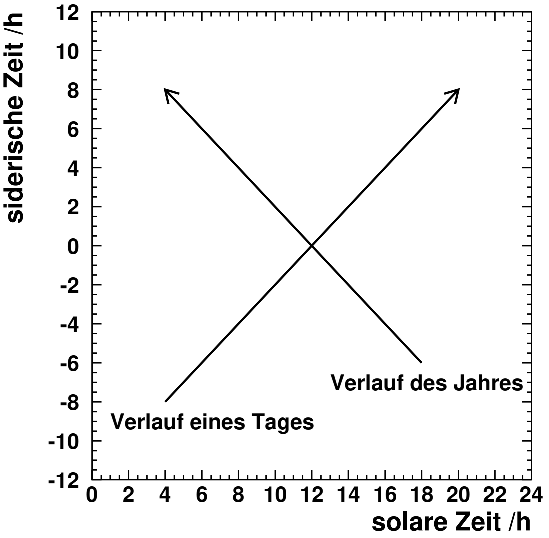


Abb. 8.3: Prinzipskizze der Analyse. Die Zeiten aufeinanderfolgender Messungen verlaufen in einem Tag von unten links nach oben rechts. Die gleiche Tageszeit in unterschiedlichen Monaten verläuft dagegen von unten rechts nach oben links.

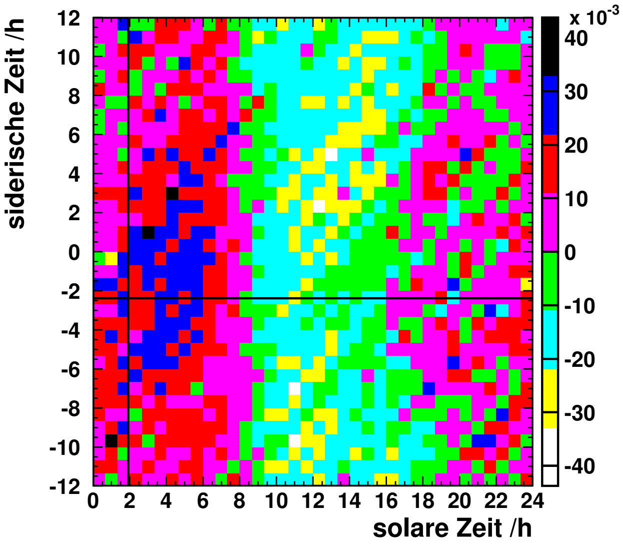


Abb. 8.4: Verteilung der totzeitkorrigierten, relativen Meßraten der 2000er Sample. Es wurde noch *keine* Korrektur der Wettereinflüsse vorgenommen. In dieser Verteilung ist eine harmonische Komponente mit einer Amplitude von 2.1 % enthalten. Die Linien kennzeichnen die Phasen in beiden Zeitsystemen. Das Fehlen ausgeprägter Diagonalen belegt die erfolgreiche Bestimmung der Bezugsraten. Auffällig ist der starke Rückgang der Meßrate um die Mittagszeit des solaren Tages.

Funktion lautet:

$$f(t_{sol}, t_{sid}) = R_0 + [A_{sol} \cdot \sin((t_{sol} - \phi_{sol} - 6\,\mathrm{h})\pi/12) + A_{sid} \cdot \sin((t_{sid} - \phi_{sid} - 6\,\mathrm{h})\pi/12)] \quad (8.5)$$

Hierbei sind t_{sol} und t_{sid} die beiden Zeitachsen und A und ϕ die zugehörige Amplitude und Phase. Da lediglich Abweichungen zur mittleren Rate betrachtet werden ist hier die 'mittlere Rate' definiert als $R_0 = 0$.

Insgesamt wurde für jede der vier Wetter-Korrekturen eine Analyse durchgeführt. Die Ergebnisse der Anpassungen an die Verteilungen sind Tabelle 8.1 zu entnehmen. Die hervorgehobenen Werte geben die Anpassung auf der Basis der vollständigen Korrektur nach Gleichung 8.3 wieder, die das Ergebnis der Analyse darstellen.

Das Ergebnis der Suche nach einem Dipolmoment der kosmischen Strahlung ist in den Abbildungen 8.5(a) bis (c) dargestellt. Die Verteilung der relativen Meßraten ist Abbildung 8.5(a) zu entnehmen. Die Anpassung der beiden harmonischen Anteile ist in Abbildung 8.5(b) dargestellt und Abbildung 8.5(c) zeigt den verbleibenden Anteil der Ratenvariationen nach der Subtraktion der harmonischen Anteile dar

Die Amplitude der Dipolmomente sinkt mit detaillierter werdender Wetterkorrektur und die Phasenlage schwankt je nach Korrektur um weniger als drei Stunden. Da nicht nach-

Korrektur	Gleichung	Amplitude Min. [%]	Max. [%]	harmonische Anteile solare Zeit A_{sol}[%]	ϕ_{sol} [h]	solare Zeit A_{sid}[%]	ϕ_{sid} [h]
Keine	-	-2.20	2.61	1.55±0.02	2.12±0.04	0.41±0.02	-2.22±0.17
P	5.11	-1.97	1.84	0.30±0.01	7.47±0.11	0.34±0.01	-2.83±0.20
T	5.12	-1.44	1.76	0.90±0.02	2.97±0.08	0.27±0.01	-1.36±0.25
P & T	5.13	-1.59	1.65	1.12±0.02	2.33±0.06	0.27±0.01	-2.42±0.23
P, T, dP/dt & dT/dt	5.14	-0.85	0.64	**0.21±0.01**	**5.76±0.09**	**0.11±0.01**	**-0.13±0.24**

Tab. 8.1: Ergebnisse der Dipolanalyse. Es wurden harmonische Variationen der relativen Rate auf 8×8 Bins analysiert. Der Mittelwert der Variationen liegt per definitionem bei 0. Der statistische Fehler pro Bin liegt bei 0.06% und schwankt durch die unstetigen Meßzeiten um ±0.01%. Die Ergebnisse der Korrektur nach Gl. 5.14 sind fett hervorgehoben.

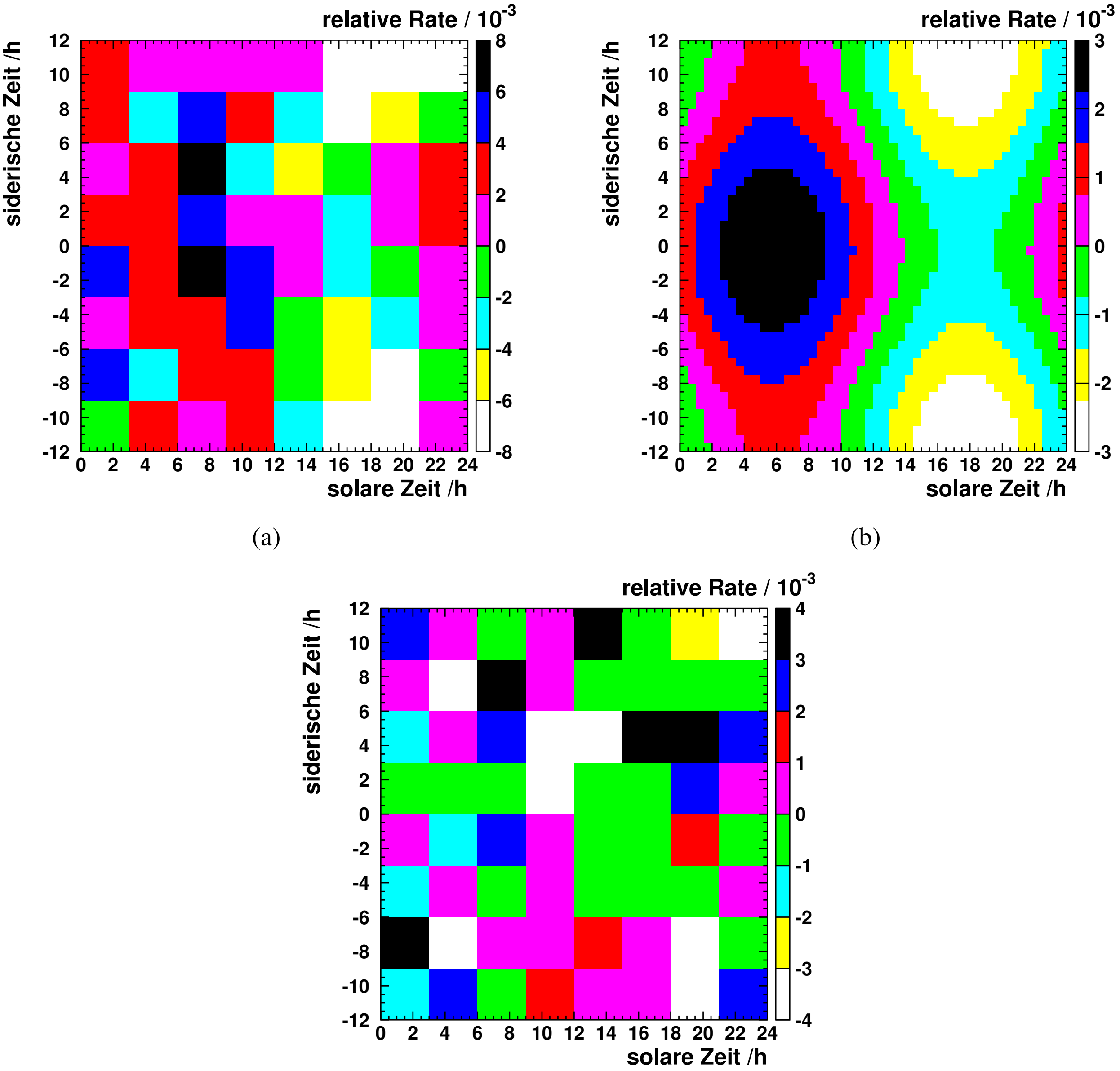
gewiesen werden kann, daß die Wetterkorrekturen alle Einflüsse beschreiben, muß dies bei der Interpretation der Dipolkomponenten berücksichtigt werden.
Wir gehen, wie beschrieben, davon aus, daß die genaueste Korrektur mit Hilfe der vorhandenen Daten durch Gleichung 8.3 beschrieben wird. Mit dieser Korrektur werden die kleinsten Dipolamplituden bestimmt. Die maximale Abweichung der Phasen der Analysen aller Korrekturen wird als systematische Unsicherheit interpretiert.

8.2.1 Abschätzung der systematischen Unsicherheit

Vorgreifend auf die Diskussion in Kapitel 8.4 ist festzuhalten, daß die Amplitude des solaren Dipolmoments größer ist, als es nach unserer Meinung theoretisch zu motivieren ist.
Aus diesem Grund wird in der folgenden Interpretation der Meßwert der solare Dipolamplitude (Tab. 8.1) lediglich dazu verwendet, die systematische Unsicherheit der siderischen Dipolamplitude abzuschätzen. Ein umgekehrtes Vorgehen ist nicht möglich, da die Theorien für die Amplitude des siderischen Dipolmoments einen wesentlich größeren Spielraum lassen.
Als Hypothese gehen wir davon aus, daß die solare Dipolamplitude durch eine unbeachtete Wetterkorrektur verfälscht wird. Um die Unsicherheit zu quantifizieren, bestimmt man unter dieser Hypothese zunächst das Verhältnis der Variationen der Wetterdaten in solarer und siderischer Zeitbasis. Dieses Verhältnis soll die Auswirkung der fehlenden Korrektur auf das siderische System relativ zum solaren bestimmen.
Für jede Wetter-Meßgröße X (hier $X = [P, T, \dot{P}$ oder $\dot{T}]$) wird die Variation auf den beiden Zeitskalen (Index i als siderische oder solare Zeit) bestimmt.

$$X_i = \frac{X_{i,max} - X_{i,min}}{X_{i,max} + X_{i,min}} \tag{8.6}$$

Die Quotienten der Schwankungen in beiden Zeitsystemen liegen für *alle* vier Meßgrößen innerhalb von $X_{sol}/X_{sid} = 2.0 \pm 0.3$. D.h. alle Größen, wie Luftdruck, -temperatur und deren Ableitungen, variieren zwischen dem solaren und siderischen Bezugssystem in gleicher Amplitude. Jeder Wettereinfluß zeigt sich demnach im siderischen System mit der halben Stärke des Effekts im solaren System.
Der solare Compton-Getting-Effekt (siehe Kapitel 8.4.1) ist die einzige theoretisch zu motivierende Ursache eines solaren Dipolmoments mit astrophysikalischer Ursache. Sei-



(a) (b)

(c)

Abb. 8.5: Analyse des Dipolmoments der Ankunftsrichtungsverteilung der kosmischen Strahlung anhand der relativen Meßraten. (a) – Relative Meßraten, totzeit- und wetterkorrigiert nach Gl. 5.14, als Funktion der solaren und siderischen Zeit. (b) – Harmonische Anteile in Abb. (a) nach Anpassung der Gl. 8.5. (c) – Residuum der Verteilung (a) nach Abzug der harmonischen Anteile, wie sie in Abb. (b) dargestellt sind.

ne vorhergesagte Amplitude liegt mit 0.04% deutlich unter der Messung von 0.2%.
Die Differenz zwischen Messung und Theorie werten wir als systematische Unsicherheit. Die Amplitudenunsicherheit von 0.16% läßt sich mit obiger Argumentation mit 0.08% ins siderische System übertragen.
Es wurde beschrieben, daß die Amplituden der Dipolmomente mit umfangreicher werdender Korrektur abnehmen. Wir gehen daher davon aus, daß eine bisher unbeachtete Korrektur bei ihrer Anwendung ebenfalls die Amplitude dämpft.

Wir fügen damit der Dipolamplitude im siderischen Zeitsystem, wie es in Tabelle 8.1 aufgeführt wird, eine systematische Unsicherheit von -0.08% hinzu und bestimmen damit die siderische Amplitude zu $(0.11 \pm 0.01 - 0.08)\,\%$.

Geht man bei der Betrachtung der Phasenlagen in gleicher Art vor, so ist die Lage der solaren Dipolphase von (5.76 ± 0.09) h mit der Vorhersage des solaren Compton-Getting-Effekts von 6 h zu vergleichen. Man erlangt eine kleine systematischen Unsicherheit von 0.24 h.

Da bei der Phasenlage die Auswirkungen der hypothetisch fehlenden Korrektur nicht direkt vorhersagbar sind, wählen wir eine andere Abschätzung der systematischen Unsicherheit der Phasenlage.

Wir gehen davon aus, daß sich die Phasenlage mit einer weiteren Wetterkorrektur nicht sprunghaft ändert. Damit ist davon auszugehen, daß sich die Phasenlage nicht weiter von dem in Tabelle 8.1 bestimmten Wert entfernt, als die Streuung der Werte der unterschiedlichen Korrekturen. Wir schätzen damit die systematische Unsicherheit als maximale Differenz der Phasenlagen zu $[(-0.13)\,\mathrm{h} - (-2.83)\,\mathrm{h}] = 2.70\,\mathrm{h}$ ab. Die Phasenlage des siderischen Dipolmoments ergibt sich damit zu $(23.9 \pm 0.2 \pm 2.7)$ h.

Überträgt man dies in galaktische Koordinaten, so ist ersichtlich, daß sich der Bereich der galaktischen Länge von $l = [90° \ldots 140°]$ über die Unsicherheit der Dipolphase erstreckt. Aus den Abbildungen 11.1 und 11.2 ist zu entnehmen, daß diese Orientierung am ehesten an den lokalen Spiralarm der Milchstraße gebunden ist.

8.3 Vergleich mit anderen Experimenten

Das **siderische Dipolmoment** der kosmischen Strahlung bei einer Energie von $E \geq 54$ TeV wurde aus HEGRA Szintillator-Daten mit einer Amplitude von

$$A = (1.1 \pm 0.1 - 0.8) \cdot 10^{-3} \tag{8.7}$$

und mit einer Phasenlage in siderischer Zeit von

$$\Phi = (23.9 \pm 0.2 \pm 2.7)\,\mathrm{h} \tag{8.8}$$

bestimmt. Das **solare Dipolmoment** (Tab. 8.1) wurde zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit, der zweiten Fehlerangabe der Amplitude, genutzt. Die Amplituden für beide Momente sind statistisch sehr signifikant. Die oben beschriebene Abschätzung der systematischen Unsicherheit reduziert diese Signifikanz erheblich und erlaubt keine weitere Interpretation des solaren Dipolmomentes.

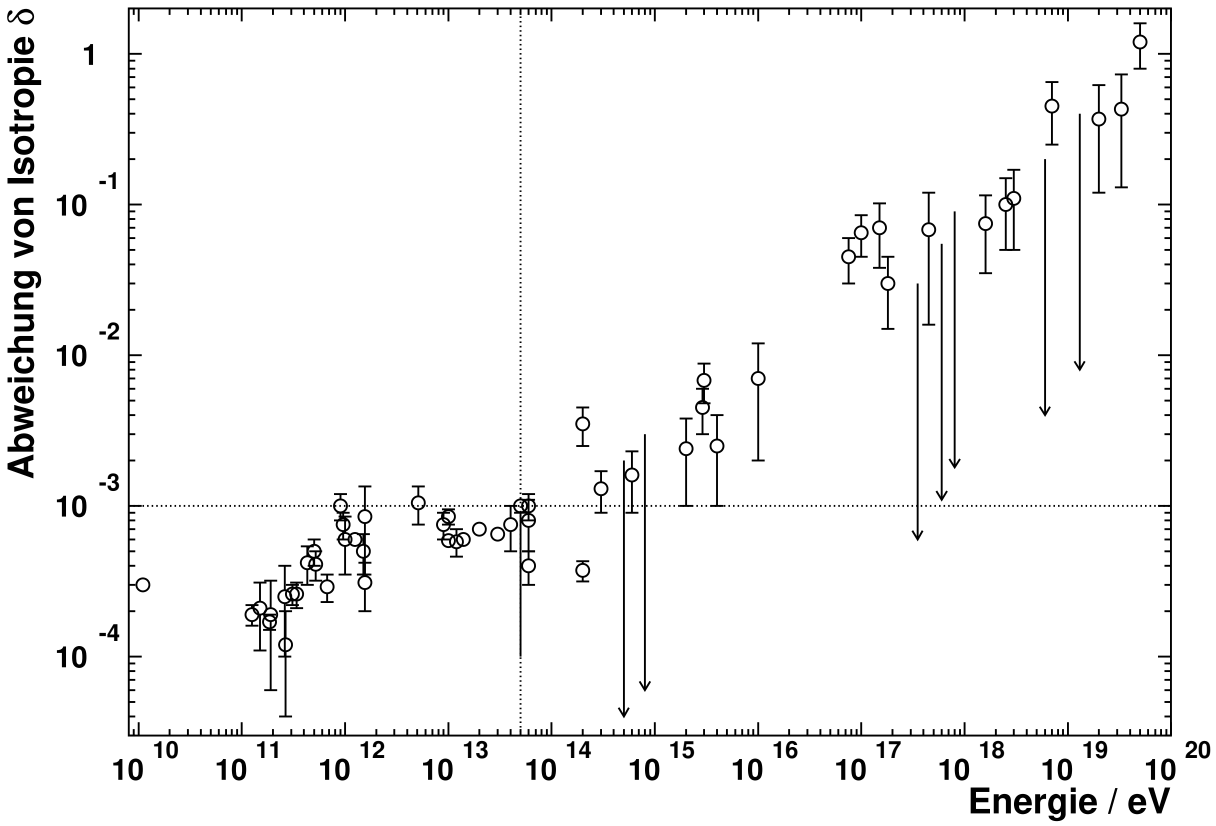
Beim folgenden Vergleich des siderischen Dipolmoments, wie es sich aus HEGRA Szintillator-Daten bestimmen läßt, mit Messungen anderer Experimente, ist zu beachten, daß die Fehlerangaben der anderen Experimente ausschließlich die statische Unsicherheit wiedergeben.

Bisher galt die Publikation [Hillas, 1984] als Referenzzusammenstellung der Anisotropiemessungen. Dieser Artikel beinhaltet im Wesentlichen [Linsley, 1983] und [Wolfendale et al., 1983]. Die neueren Zusammenfassungen [Fichtel & Linsley, 1986] und [Linsley, 1987], decken diese Datensammlung weitestgehend ab und integrieren neuere Ergebnisse. Aktuelle Zusammenstellungen, jedoch nicht alle aus [Fichtel & Linsley, 1986] und [Linsley, 1987], finden sich als Konferenzberichte in [Munakata et al., 1997] und [Clay et al., 1997]. Die Zahlenwerte, die in diesen Zusammenstellungen für die Dipolmomente verwendet werden, stehen zu keiner Primärveröffentlichung eines Experiments im Widerspruch. Dazu im Gegensatz werden in den Primärveröffentlichungen jeweils andere Experimente auffällig oft mit zu hohen Amplituden zitiert.

Die Abbildung 8.6 stellt die Zusammenfassung aller oben genannten Veröffentlichungen dar und deckt damit erstmals den gesamten Energiebereich von 10 GeV, der Energie unterhalb derer ein deutlicher Einfluß des Sonnenmagnetfeldes auftritt, bis hin zur höchsten

gemessenen Energie ab. Eine Zuordnung der Meßpunkte zu den Experimenten und den Primärveröffentlichungen ist der Abbildung 8.7 in Verbindung mit Tabelle 8.2 zu entnehmen. Die Zweiteilung der Energiebereiche ist hierbei willkürlich bei 100 TeV gewählt, um die Darstellungen übersichtlicher gestalten zu können.
Es ist festzustellen, daß die HEGRA Messung selbst bei ausschließlicher Beachtung der statistischen Unsicherheit in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Experimente steht und die Luftschauer-Experimente im unteren Energiebereich ergänzt.
Eine ausgeprägte Änderung der Dipolamplitude am Knie des Energiespektrum, wie sie in [Hillas, 1984] beschrieben wird, ist in den Zusammenstellungen nicht erkennbar.
Es sei nocheinmal betont, daß die vorliegende Analyse, nach Wissen des Autors, die einzige ist, die sowohl den Luftdruck als auch die Temperatur zur Korrektur verwenden. Weiter ist es neu, die solare *und* siderische Amplitude in Relation zu setzen, um eine systematische Unsicherheit abzuschätzen.
Der Effekt einer unerwartet hohen solaren Amplitude wird bereits in [Kifune et al., 1986] (AGASA[3] Experiment, E$>10^{16}$ eV) beschrieben. Hier steht einer siderischen Amplitude von $\sim$1% eine solare von über 3% gegenüber. Die Auswirkung dieses an die solare Zeit gekoppelten Effekts wurde in seiner Auswirkung auf Anisotropien in siderische Zeitachse zu 0.1% abgeschätzt. Hierbei wurde *keine* Korrektur auf Variationen der Atmosphäre (Luftdruck, -temperatur) durchgeführt.
In [Watson, 1997] wird ebenfalls die von uns angeführte Argumentation verfolgt. Watson betont – als persönliche Meinung – , daß gerade das Experiment [Yakutsk], welches die höchste Genauigkeit [Zufallswahrscheinlichkeit $p = 9 \cdot 10^{-4}$] für die Bestimmung einer siderischen Dipolanisotropie in Anspruch nimmt, eine solare Dipolamplitude von 8% weitestgehend unkommentiert läßt.

[3] AGASA – Akeno Giant AirShower Array, Experiment zum Nachweis höchstenergetischer Luftschauer (Akeno, Japan)



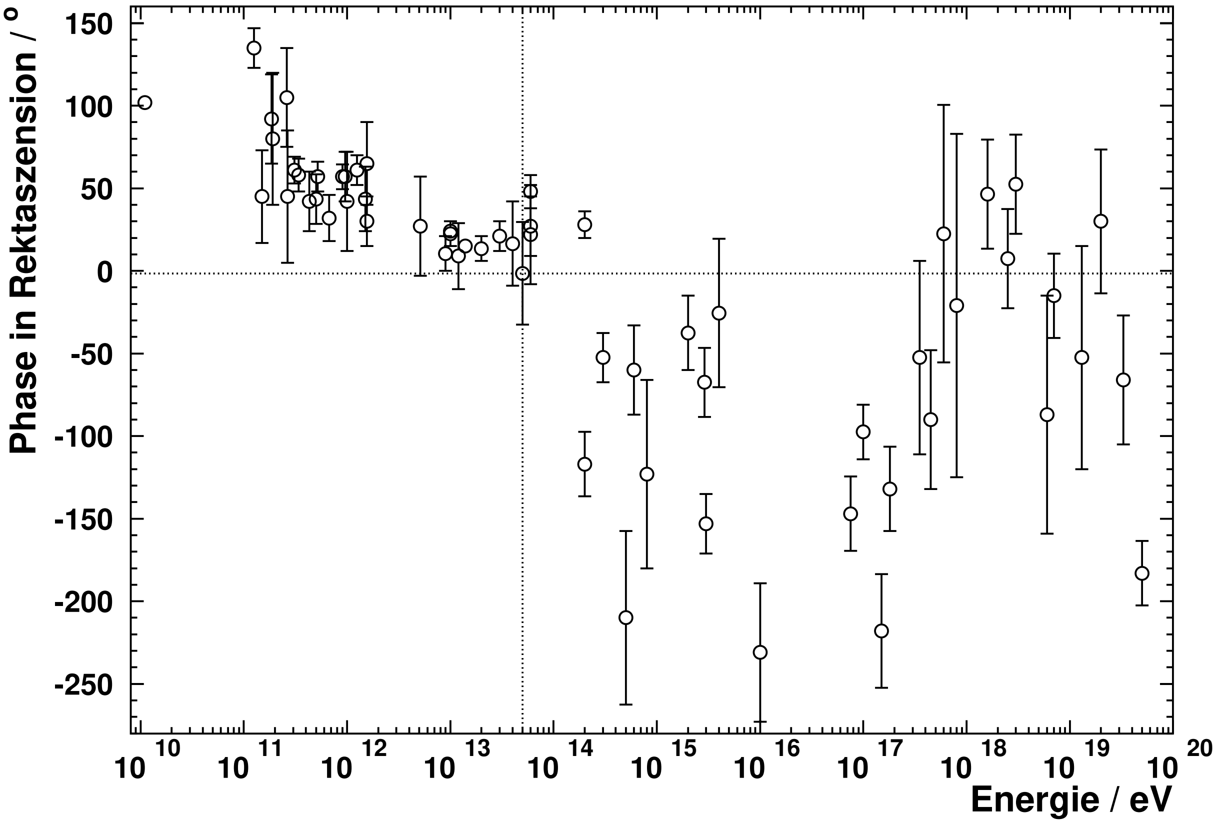


Abb. 8.6: Zusammenstellung der Messungen von Amplitude und Phasenlage des siderischen Dipolmoments der kosmischen Strahlung als Funktion der Energieschwelle der einzelnen Messungen. Das Ergebnis der vorliegenden Arbeit ist durch die gestrichelten Linien hervorgehoben. Die Zuordnung der Meßpunkte zu den Experimenten ist Abb. 8.7 und Tab. 8.2 zu entnehmen.

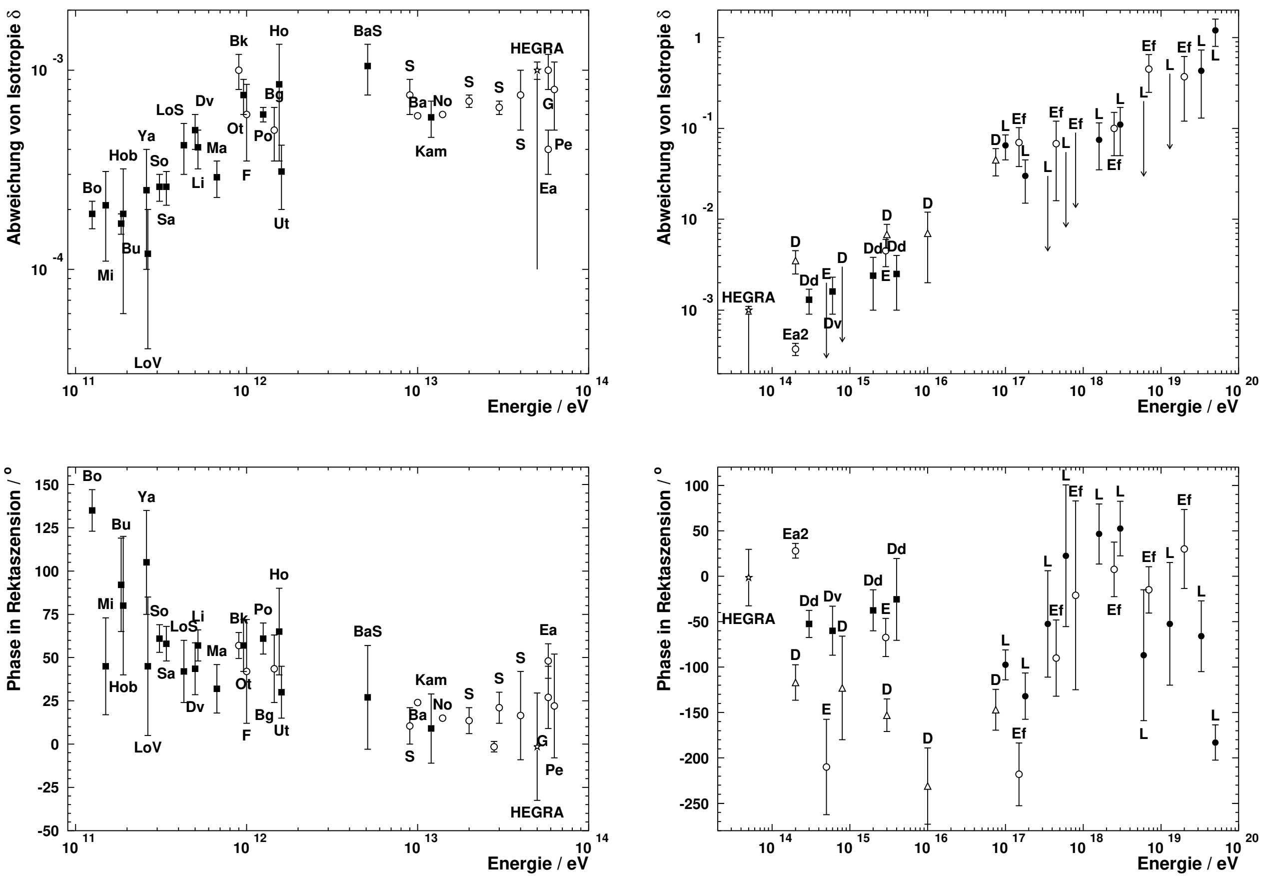


Abb. 8.7: Siderisches Dipolmoment in Amplitude und Phase, wobei Abb. 8.6 hier willkürlich in zwei Energiebereiche unterteilt ist um ein übersichtlichere Zuordnung der Messungen zu den einzelnen Experimenten zu erreichen. Der mit 'HEGRA' gekennzeichnete Meßwert stellt das Ergebnis der vorliegenden Arbeit dar. Als Legende dient Tab. 8.2. Die Symbole in den beiden Abbildungen für Energien $E \leq 100$ TeV trennen den Experimenttyp (Kreise: Luftschauer-Experimente, Quadrate: Untergrund-Myon-Experimente).

Kürzel	Experiment	Veröffentlichung	Kürzel	Experiment	Veröffentlichung
Ba	Baksan	[Alexeenko et al., 1981]	Kam	Kamiokande	[Munakata et al., 1997]
BaS	Baksan	[Andreyev et al., 1987]	L	Havera Park	[Lloyd-Evans, 1982]
Bg	Utah	[Bergeson et al., 1979]	Li	Liapootah	[Munataka et al., 1995]
Bk	Ottawa	[Berkovitch & Agrawal, 1981]	LoS	London	[Thambyahpillai, 1983]
Bo	Bolivia	[Swinson & Nagashima, 1985]	LoV	London	[Nagashima et al., 1985]
Bu	Budapest	[Nagashima et al., 1985]	Ma	Matsushiro	[Mori et al., 1995]
Dd	Pic du Midi	[Daudin et al., 1956]	Mi	Misato	[Nagashima et al., 1985]
D	Cornell	[Delvaille, 1962]	N	Norikura	[Nagashima et al., 1983]
Dv	Holburn	[Davis et al., 1979]	No	Norikura	[Nagashima, 1989]
E	Chacaltaya	[Escobar et al., 1960]	Ot	Ottawa	[Bercovitch & Agrawal, 1981]
Ea	EAS-TOP	[Aglietta et al., 1995]	Pe	Peak Musala	[Gombosi et al., 1975]
Ea2	EAS-TOP	[Aglietta et al., 1996]	Po	Poatima	[Fenton et al., 1995]
Ef	Yakutsk	[Efimov et al., 1983]	S	Norikura	[Sakakibara et al., 1976]
F	Poatina	[Fenton & Fenton, 1976]			[Sakakibara et al., 1979]
G	Musala	[Gombosi et al., 1977]	Sa	Sakashitao	[Ueno et al., 1990]
HEGRA	**HEGRA**	**vorliegende Arbeit**	So	Socorro	[Swinson & Nagashima, 1985]
Ho	Hong Kong	[Lee & Ng, 1987]	Ut	Utah	[Cutler & Groom, 1991]
Hob	Hobart	[Nagashima et al., 1985]	Ya	Yakutsk	[Nagashima et al., 1985]

Tab. 8.2: Erläuterung der Abkürzungen in Abb. 8.7 und Verweise auf die Originalveröffentlichungen.

8.4 Astrophysikalische Interpretation

Im vorhergehenden Teil des Kapitels wurde die Methode beschrieben, mit der eine Analyse relativer Ratenänderung möglich ist. Sie wurde auf HEGRA Daten angewandt und das Meßergebnis quantifiziert. In diesem Kapitel soll nun qualitativ die astrophysikalische Interpretation dieser Messung erfolgen.
Da die HEGRA Messung der Dipolamplitude unter Beachtung der systematischen Unsicherheit nicht mehr deutlich signifikant ist, gehen wir davon aus, daß der Mittelwert aller Messung zwischen 1 TeV und 100 TeV mit 10^{-3} die Dipolamplitude korrekt beschreibt und die Phasenlage durch die HEGRA Messung gut beschrieben wird, da alle Messungen in diesem Energieintervall um weniger als 1σ von dem Wert abweichen.
Eine Dipolanisotropie kann im Wesentlichen vier verschiedene Ursachen haben, die sich auch mit verschiedener Amplitude gegenseitig überlagern können.

- Zum einen wird angenommen, daß die kosmische Strahlung in einem beliebigen Raumbereich ein isotropes Gas darstellt, zu dem der Beobachter eine Relativbewegung inne hat. Dieser Effekt wird in allgemeinster Form als Compton-Getting-Effekt bezeichnet.
- Weiter wird ein Szenario entworfen, in dem zu einem isotropen Fluß ein Beitrag einer einzelnen Quelle als Anisotropie hinzukommt. Dies sei im Weiteren als 'single source' Szenario bezeichnet. Als Quelle kann hier der Zentralbereich der Milchstraße genauso wie ein naher Supernova Remnant in Betracht kommen.
- Als dritte Möglichkeit wird eine Deformation einer isotropen Strahlungsverteilung durch lokal inhomogene Magnetfelder, den sogenannten Parker Loops [Parker, 1991], angenommen. Die Wirkung kann ausschließlich im elektrisch geladenen Teil der Strahlung beobachtet werden, während für die beiden anderen Modelle ein Einfluß auch von Photonen erwartet wird.
- Die vierte Möglichkeit, eine Dipolanisotropie zu erzeugen, ist eine Deformation des isotropen Flusses der kosmischen Strahlung durch die Verteilung der sehr nahen interstellaren Materie und durch an diese Verteilung gekoppelte Magnetfelder.

Anfang der 80er Jahre (z.B. [Hillas, 1984]) wurde als Ursache der Dipolanisotropie zusätzlich noch die Möglichkeit diskutiert, daß sie durch ein Netto-Strömung von Protonen oberhalb von 5 PeV verursacht wird, da diese bei der Energie die Milchstraße verlassen können, während schwere Kerne noch durch Magnetfelder gebunden sind. Diese Möglichkeit wird heutzutage nicht mehr aufgegriffen, da die Phasenlagen mit dem Zentrum der Milchstraße nicht und mit dem Verlauf entlang der Spiralarme nur schwer in Einklang zu bringen ist.
Die hier angerissenen galaktischen Ursprünge können sich theoretisch auch in einem extragalaktischen Analogon zeigen, wobei die Milchstraße in der Argumentation einfach durch den lokalen Haufen oder Superhaufen ersetzt wird. Die geringe Energie der mit HEGRA gemessenen Primärteilchen macht dies auf Grund des kleinen Gyroradius der geladenen Teilchen jedoch sehr unwahrscheinlich und hätte lediglich den Nachweis einer unerwartet intensiven Photonenkomponente erlaubt.

8.4.1 Compton-Getting-Effekt

1935 bestimmten A. Compton und I. Getting eine unterschiedliche Meßrate für Schauer aus östlicher und westlicher Einfallsrichtung. Die Amplitude wurde zu einem Prozent des Flusses einzelner Teilchen ($E \geq 1$ GeV) bestimmt und die Interpretation war eine Deformation eines isotropen Strahlungsfeldes durch die Rotation der Erde um die Sonne [Compton & Getting, 1935].
Heute werden alle Anisotropien, die durch Relativbewegung des Beobachters zu einem isotropen Medium verursacht werden, unter dem Begriff Compton-Getting-Effekt zusammengefaßt [Berezinskii et al., 1990]. Die Amplitude der Anisotropie δ_{C-G} wird da-

bei durch das Spektrum der Strahlung und die Relativgeschwindigkeiten definiert (siehe Abb. 8.8).

$$\delta_{C-G} = \left(2 - \frac{E^2 - m^2c^2}{E^2}\frac{d\ln I(E)}{d\ln E}\right) \cdot \frac{V_0}{v} \tag{8.9}$$

$$\delta_{C-G} = (2+\gamma) \cdot V_0/v \tag{8.10}$$

Hierbei sind v die Teilchengeschwindigkeit, also annähernd Lichtgeschwindigkeit, γ der Spektralindex und V_0 die Relativgeschwindigkeit des Beobachters.

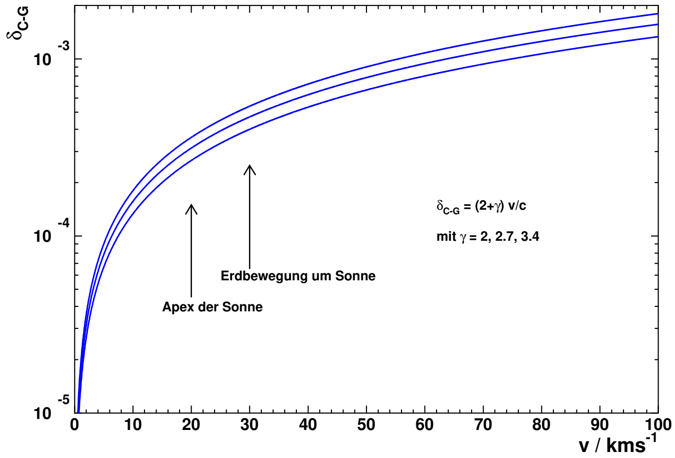


Abb. 8.8: Größe der Dipolamplitude eines Compton-Getting-Effektes (δ_{C-G}) als Funktion der relativen Geschwindigkeiten. Die Geschwindigkeit der Erdbewegung um die Sonne und in der Milchstraße sind markiert.

In diesem Ansatz ist die Vorhersage einer Änderung der Amplitude mit der Änderung des Spektralindex am Knie enthalten. Die bisherigen Messungen (vergleiche Abb. 8.6) lassen jedoch keine eindeutige Korrelation der Dipolamplitude mit der Position des Knies oberhalb von 1 PeV zu.

Die Geschwindigkeit, mit der sich die Erde um die Sonne bewegt, von 29.78 km/s läßt eine Anisotropie von $3.7 \cdot 10^{-4}$ erwarten. Die kleinere Geschwindigkeit, mit der sich das Sonnensystems gegen lokal benachbarte Sterne bewegt, von 20 km/s verursacht hingegen nur eine vorhergesagte Anisotropie von $2.6 \cdot 10^{-4}$. Die Zahlen beziehen sich auf den Spektralindex von $\gamma = 2.62$, wie er sich für den Energiebereich der HEGRA Messungen ergibt.

Der als Weltmittel bezeichnete Wert der siderischen Anisotropie von 10^{-3} [Fichtel & Linsley, 1986] ließe sich direkt mit einer Strömungsgeschwindigkeit von ~ 80 km/s korrelieren oder mit einem extremen Teilchenspektrum mit Index $\gamma \sim 8$ erklären.

Daß eine solche Strömungsgeschwindigkeit nicht ungewöhnlich hoch ist, zeigen die Beispiele von 250 km/s als Geschwindigkeit der Bewegung des Sonnensystems als Bestandteil der lokalen Gruppe in Richtung des Virgo-Haufens und 660 km/s Als Bewegung gegen die 3 K Hintergrundstrahlung (Richtung $\alpha = 275°, \delta = 34°$). Hier sind jedoch die relativen Geschwindigkeiten mit der Amplitude des Dipolmoments nicht in Übereinstimmung zu bringen und es fehlt auch jede theoretische Vorhersage, die diese Systeme mit dem Fluß der kosmischen Strahlung verbindet.

Im Bezugssystem der solaren Zeit ist die Rotation der Erde um die Sonne der einzige Effekt, der ein Dipolmoment verursachen kann. Da die Ergebnisse der vorliegenden Un-

tersuchung hier eine wesentlich höhere solare Amplitude ergaben, wurden diese lediglich zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit verwendet.
Als einziges Luftschauer-Experiment hat das EAS-TOP Experiment eine Messung veröffentlicht, bei der sie den Nachweis eines solaren Compton-Getting-Effekts mit theoretisch zu erwartetender Amplitude beschreiben [Aglietta et al., 1996]. Die verwendete Datenbasis der Veröffentlichung entspricht zeitlich annähernd den von uns verwendeten 2 1/2 Jahren. Die Energieschwelle des Experiments liegt bei 100 TeV. In der Veröffentlichung wird lediglich angegeben, daß der Bodenluftdruck zur Korrektur der Rate verwendet wird. Die Beschreibung der angewandten Korrekturen reicht nicht aus, um diese Messung mit den HEGRA Ergebnissen vergleichen zu können.

8.4.2 'Single Source' Szenario

In [Berezinskii et al., 1990] wird der Einfluß einer einzelnen, sehr nahen Quelle der kosmischen Strahlung auf die Anisotropie diskutiert. Die dabei betrachten Quellen sind die Supernovaremnants, die in Kapitel 12 näher untersucht werden. Die Supernovaremnants werden als ideale Beschleunigerregionen für den Fermi Mechanismus erster Ordnung angesehen und die erhöhte Materiedichte erlaubt anschließend eine Konversion von Teilchen- in Photonstrahlung.
Die Quellbeiträge werden nach einem Diffusionsansatz bestimmt. Die Amplitude der Anisotropie δ einer Quelle, ist proportional zum Diffusionsquotienten D. Als feste Parameter gehen die Werte für die Masse der Milchstraße $M_g = 6 \cdot 10^{42}$ g, die Supernova-Rate $\nu = 1/30$ Jahr und die Dichte der lokalen Materie $x_{lm} = 0.5$ gcm^{-2} ein. Frei zu wählen bleibt der Abstand der Supernova $R \leq 1$ kpc und das Alter des Remnant $\tau \leq 10^5$ Jahre.

$$\delta = \frac{3D}{\nu}\frac{|\Delta N|}{N} = \frac{6DM_g}{\nu x_{lm}}\frac{R\exp(-R^2/4D\tau)}{(4D\tau)^{5/2}\pi^{3/2}} \tag{8.11}$$

Setzt man in diesen Ansatz Werte naher Supernovaremnants ein, so kann hiernach mit einer Dipolamplitude im Bereich von 10^{-3} gerechnet werden (siehe Abb. 8.10).
Die Phasenlage der Anisotropie ist mit dieser Modellvorstellung durch die Himmelsposition der potentiellen Quelle gegeben.
Der Diffusionskoeffizient wird in [Berezinskii et al., 1990] und [Strong & Moskalenko, 1998] für eine Energie von 10 TeV zu rund $10^{29} - 10^{30}$ cm^{2}s^{-1} angegeben. Danach wäre 'Loop I' nicht die dominante Quelle aller fünf Kandidaten.
Alle Kandidaten, bis auf den Cygnus-Supernovaremnant sind in ihrer Position nicht mit der Phasenlage des Dipols verträglich. 'Loop I' steht sogar $180°$ versetzt gegen die Ausrichtung des Dipols. Der Beitrag, der vom Cygnus-Supernovaremnant zu erwarten ist, ist kleiner als die mittlere gemessene Anisotropie.
Damit ist das hier beschriebene 'single source' Szenario nicht geeignet die Dipolanisotropie-Messungen zu beschreiben.

8.4.3 Fokussierung durch Magnetfelder, Parker Loops

Die Phasenlage des Dipolmoments legt eine Verknüpfung der Ursache mit dem lokalen Spiralarm nahe. Hier kann die Fokussierung des Flusses von elektrisch geladener kosmischer Strahlung durch Magnetfeldinhomogenitäten als Ursache postuliert werden.
Grob vereinfacht, konzentrieren sich die Magnetfelder in Galaxien entlang der Spiralarme (wie für z.B. M31 und M87 vermessen). Es wurden große Magnet-Schleifen gemessen, die sich senkrecht zur Symmetrieebene der Galaxien ausbilden (Parker Loops [Parker, 1991]). Da der Fluß der kosmischen Strahlung durch die annähernd gleiche Energiedichte an diese Schleifen koppelt, können hierdurch lokale Anisotropien erzeugt werden. Dieser Beitag ist jedoch nicht zu quantifizieren.

Objekt	Abstand in pc	Alter in 10^4 Jahren
Loop I	50	3.0
Vela	400	1.1
Lupus	400	3.8
Cygnus	600	3.5
Monoceros	600	4.6

Abb. 8.9: Parameter der SNRs zu Abb. 8.10 nach Gl. 8.11

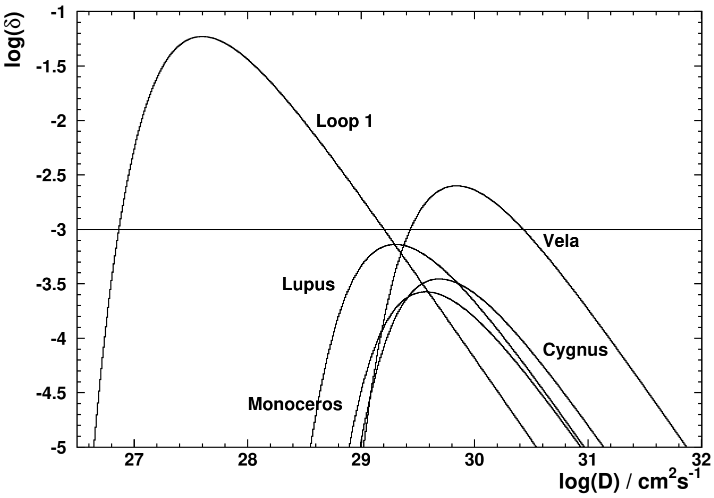


Abb. 8.10: Mögliche Beiträge einzelner, naher Quellen zur Anisotropie. Exemplarisch wurden die fünf SNR mit den günstigsten Ausgangswerten dargestellt (angelehnt an [Berezinskii et al., 1990]). Die Linie stellt die mittlere gemessene Anisotropie von $\delta = 10^{-3}$ dar.

8.4.4 Sehr nahes interstellares Medium (VLISM)

Die Lage der Sonne innerhalb der Milchstraße wird je nach Gesichtspunkt unterschiedlich dargestellt. Auf der einen Seite befindet sie sich in der *Zwischenarmregion* zweier ausgeprägter Strukturen (Abb. 11.1) und auf der anderen Seite befindet sie sich in dem sogenannten *lokalen Spiralarm*, der jedoch weniger deutlich ausgeprägt ist (Abb. 11.2).

Die Struktur des sehr nahen interstellaren Mediums (VLISM – very local interstellar medium) ist nicht genau vermessen. Auf Grund fehlender sehr naher Sterne sind Absorptionsmessungen nicht möglich und Radiomessungen leiden, wie andere Messungen auch, unter dem hohen Untergrundrauschen der Milchstraße. Als Referenz des Aufbaues des VLISM dient Abbildung 8.11.

Demnach befindet sich das Sonnensystem in einer Wasserstoff-Kugelschale (local bubble), die durch dichtere Wasserstoff Filamente (local fluff) asymmetrisch bevölkert ist. Geht man von einer Kopplung des lokalen Magnetfelds an diese Materieverteilung aus, so ist eine Vorzugsrichtung durch die Lage des 'local fluff' gegeben.

In [Frisch, 1997] wird im Zusammenhang mit dem 'local fluff' eine Messung erwähnt, nach der sich eine Ca-Linie in Radiobeobachtungen gezeigt hat, die sich mit 85 km/s in Richtung 'lokal fluff' (galaktische Koordinaten b = 237°, l = 6°) verschoben zeigt. Diese Messung ist dort nicht genauer spezifiziert, es wird jedoch darauf hingewiesen, daß sie nicht reproduziert werden konnte. Nimmt man diese Messung als gesichertes Ergebnis, so ist sowohl die Richtung, als auch die Geschwindigkeit mit einem Effekt in Übereinstimmung, der die beobachteten Dipolanisotropien erklären kann.

Wir könnten damit einen lokalen Materiefluß annehmen, der den 'local fluff' aus dem Zentrum der 'local bubble' herausdrückt und ein Magnetfeld an sich koppelt. Dieses Feld deformiert den lokalen Fluß der kosmischen Strahlung und dieser zeigt sich in einer Dipolanisotropie. Die Ursache eines solchen Materieflusses könnte eine sehr nahe Supernovaexplosion sein, welche auch häufig als Ursache der 'local bubble' angenommen

Abb. 8.11: Das nahe interstellare Medium (aus [Henbest & Couper, 1996]). Die Kantenlänge der Darstellung beträgt 140 pc und die Sonne befindet sich im Zentrum des Bildes. Oben liegt das galaktische Zentrum und die galaktische Länge l wächst entgegen dem Uhrzeigersinn ($l = 90°$ mit Cygnus Region links; Taurus unten; Vela rechts). Die hellen Bereiche stellen dichte Wasserstoffansammlungen dar.

wird. In diesem Szenario wäre das Fehlen eines erneuten Kalzium-Nachweises mit einer geringen und inhomogenen räumlichen Ca-Verteilung zu erklären.

8.5 Zusammenfassung

In Daten des HEGRA Szintillator-Feldes wurde nach eine Dipolanisotropie der kosmischen Strahlung im solaren und siderischen Zeitsystem gesucht. Die Energieschwelle beläuft sich für diese Untersuchung auf 54 TeV.
Im Gegensatz zu anderen Experimenten konnte eine Korrelation der HEGRA Meßrate mit den Wettergrößen Luftdruck *und* Temperatur, sowie ihren zeitlichen Ableitungen ermittelt werden. Die Einbeziehung der atmosphärischen Höhenabstufung mußte mangels Meßdaten unterbleiben.
Mit dieser Korrektur erbrachte die Analyse ein Dipolmoment in solarer Zeit mit der Amplitude von 0.2% und einer Phase von 5.8 h. Diese Amplitude liegt deutlich über dem theoretisch zu erwartenden Wert des solaren Compton-Getting-Effekts. Dieser Unter-

schied wurde zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit verwendet. Damit ergibt sich in Übereinstimmung mit Messungen anderer Experimente das siderischen Dipolmoment zu

$$A_{sid} = (1.1 \pm 0.1 - 0.8) \cdot 10^{-3} \tag{8.12}$$

$$\Phi_{sid} = (23.9 \pm 0.2 \pm 2.7)\,\mathrm{h} \tag{8.13}$$

In galaktischen Koordinaten entspricht diese Phasenlage einer galaktischen Länge im Intervall $l = [90° \ldots 140°]$. Dieser Wert schließt das galaktische Zentrum als Ursprung der Anisotropie aus. Die Phasenlage läßt sich ebenfalls nicht mit einem Einfluß sehr naher Supernovaüberreste erklären. Die Amplitude läßt sich nicht allein mit dem siderischen Compton-Getting-Effekt erklären.
Es bleibt als Erklärung ein nicht näher zu beschreibender Einfluß des lokalen Spiralarms, da die Richtung $l = 90°$ annähernd in den lokalen Spiralarm zeigt und $l = 140°$ ungefähr senkrecht auf seiner Achse steht.
Die Lage des Sonnensystems zum Zentrum der 'Local Bubble' gibt eine Vorzugsrichtung, die mit der Phasenlage des Dipols verträglich ist. Würden hier erneut Strömungsgeschwindigkeiten von $\sim 80\,\mathrm{km/s}$ nachgewiesen, so wäre dies ein geeignetes Szenario zur Beschreibung des Dipols.

9. Erstellung zweidimensionaler Himmelskarten

Wie in Kapitel 7 definiert, verstehen wir in der vorliegenden Arbeit unter dem Begriff 'Himmelskarte' eine zweidimensionale Darstellung des Himmels, die die Signifikanz der Abweichung der Messungen von einer Untergrunderwartung beschreibt.
Die Ausgangssituation ist dabei eine gebinte Verteilung der Ankunftsrichtungen von Luftschauern (Abb. 9.1), die mit dem HEGRA Szintillator-Feld im Zeitraum November 1993 bis Juni 1996 gemessen wurden (siehe Kapitel 6). In dieser Datenkarte werden die Luftschauer in eine zweidimensionale Karte der Koordinaten Rektaszension α und Deklination δ, entsprechend ihres Meßzeitpunktes und ihrer Lokalkoordinaten, eingetragen. Die Bingröße wurde zu $0.2° \times 0.2°$ gewählt. Der Raumwinkel, den jedes Bin umfaßt, ist somit nicht konstant über die Karte. Die Bingrößen sind dabei so gewählt, daß die Abmessungen jedes Bins klein gegen die Winkelauflösung sind und damit trotz des Binings kein Informationsverlust auftritt.
Jede Karte mit diesem Bining wird als Basiskarte bezeichnet. Abbildung 9.1 stellt eine gröbere Unterteilung dar, entspricht aber ansonsten der Basis-Datenkarte.

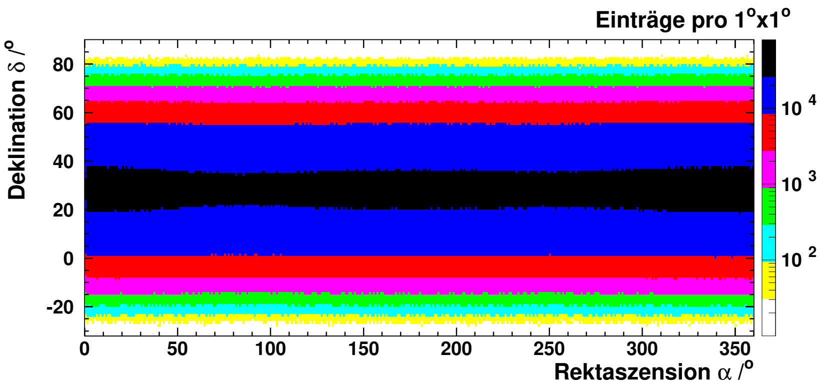


Abb. 9.1: Verteilung der Ankunftsrichtungen der Luftschauer, wie sie mit dem HEGRA Szintillator-Feld gemessen werden (Gesamtdatensatz nach Kapitel 6). Die Karte ist in äquatorialen Koordinaten dargestellt (vergleiche Abb. 9.2).

Auffällig in der Datenkarte ist zum einen das Fehlen ausgeprägter Substrukturen und zum anderen die starke Variation der Schaueranzahl mit der Deklination. Dies belegt zum einen die Tatsache, daß man nach kleinen Signalen in einer hohen Untergrundamplitude sucht und zum anderen den starken Detektoreinfluß auf die Messungen, da der minimal erreichbare Zenitwinkel von der Deklination abhängt.
Zur Orientierung in den Karten und zur Lagebeschreibung der zu untersuchenden Himmelsobjekte werden im Weiteren Skizzen analog zu Abbildung 9.2 verwendet. Bei den Darstellungen ist die zu sonstigen astronomischen Karten umgekehrte Ost-West Ausrichtung ist zu beachten, die häufig in der Hochenergieastrophysik anzutreffen ist.
Zu dieser Datenkarte ist nun eine Untergrunderwartung zu bestimmen, um dann im Vergleich mit den Daten eine Himmelskarte erstellen zu können. In diesem Kapitel wird das Verfahren beschrieben, welches in der vorliegenden Arbeit zur **Bestimmung der Untergrunderwartung** für einen HEGRA Szintillator-Datensatz verwendet wird.
Wie beschrieben, läßt sich die Bestimmung der Untergrunderwartung in zwei Schritte unterteilen.

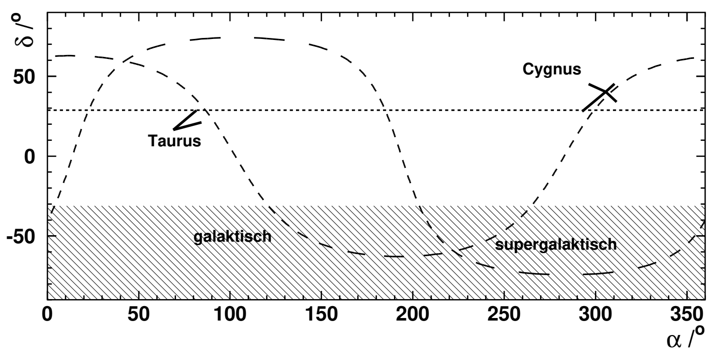


Abb. 9.2: Diese Skizze wird im Weiteren verwendet, um die Lage der untersuchten Objekte im Gesichtsfeld des HEGRA Detektors zu beschreiben. In äquatorialen Koordinaten Rektaszension und Deklination wird die gesamte Himmelskugel erfaßt. Der untere schraffierte Bereich stellt die 25% des Raumwinkels dar, die mit dem HEGRA Detektor in der vorliegenden Arbeit nicht abgedeckt werden können. Zur Orientierung sind die Hauptachsen der Sternbilder Stier und Schwan, die Lage der galaktischen und supergalaktischen Ebene (Strichlänge je $5°$) und als horizontale Linie die Deklination des HEGRA Zenits angedeutet.

- Die Anzahl von Untergrundereignissen relativ zur Anzahl gemessener Schauer muß bestimmt werden.
- Eine Vorschrift ist zu definieren, nach der diese Untergrundereignisse über den Himmel verteilt werden.

Wir wählen als Hypothese, zu der der Untergrund bestimmt werden soll, die Annahme, daß ausschließlich eine isotrope Verteilung der kosmischen Strahlung vorliegt. Damit ist die Gesamtanzahl der Schauer in der Untergrunderwartung identisch zu der in der gemessenen Datenkarte.

Diese Hypothese ist der wesentliche Unterschied zu anderen Himmelskarten, die jeweils die Signifikanz lokaler Fluktuationen analysieren. Diese anderen Karten stellen eine Zusammenfassung von Punktquellensuchen dar, die jeweils einen kleinen Quellbereich mit der räumlich nächsten Umgebung vergleichen. Beispiele solcher Karten sind z.B. [Merck, 1993] und [Willmer, 1997], die beide auf der Analyse von HEGRA Szintillator-Daten unterschiedlicher Zeiträume basieren.

Theoretisch muß man davon ausgehen, daß die kosmische Strahlung in der Ankunftsrichtungsverteilung ein Dipolmoment enthält, welches bei der Verteilungsvorschrift der Untergrundereignisse beachtet werden sollte. Die Analyse in Kapitel 8 ergab jedoch eine große systematische Unsicherheit bei der Bestimmung des Dipolmoments. Weiter ist die Dipolamplitude klein, so daß sie bei einer zweidimensionalen Unterteilung des Datensatzes in den meisten Analysen gegen die statistische Unsicherheit vernachlässigt werden kann.

Bei der noch zu erläuternden Untergrundbestimmung wird damit prinzipiell keine isotrope Untergrunderwartung, sondern eine Dipolverteilung beschrieben. Im Rahmen der statistischen Unsicherheit ist der Unterschied jedoch nicht meßbar und wir bezeichnen den Untergrund weiter als isotrope Ankunftsrichtungsverteilung.

Unter der gewählten Hypothese gleicher Anzahl von Schauern in der Daten- und in der Untergrundkarte wird jedes Signal, welche von einer Quelle erzeugt wird gedämpft. Bei Quellbereichen mit einer radialen Ausdehnung von wenigen Grad ist diese Dämpfung gegen die statistische Unsicherheit nicht signifikant und wird vernachlässigt. Bei einem ausgedehnten Bereich, wie ihn z.B. die Ebene der Milchstraße darstellt, wird ein po-

tentielles Signal um bis zu 20% in der Signalamplitude gedämpft. Dies wird bei der Berechnung von Flüssen und Flußobergrenzen kompensiert.
Im weiteren Verlauf des Kapitels wird ausschließlich die **Vorschrift zur Verteilung der Untergrundereignisse** über den vom Szintillator-Feld sichtbaren Himmelsbereich beschrieben.

9.1 Verfahren der Untergrundbestimmung

Die obige Hypothese, daß das HEGRA Szintillator-Feld ausschließlich eine isotrope kosmische Strahlung mißt, ist wie folgt zu beschreiben.
Die in der Hypothese enthaltene Forderung, daß keine Quellen existieren, bedeutet, daß die Anzahl der Schauer in den Daten N_D gleich der Anzahl Schauer in der Untergrunderwartung N_U ist.

$$N_D = N_U = N \tag{9.1}$$

Die Hypothese der Isotropie läßt sich für Intervalle der Rektaszension $\Delta\alpha$ und damit für Meßzeitintervalle (Δt) modulo 24 Stunden als

$$N_D(\Delta\alpha) = N_U(\Delta\alpha) \tag{9.2}$$

beschreiben. In dem Rektaszensionsintervall $\Delta\alpha$ werden alle Schauer zusammengefaßt, deren Ankunftszeit einen Zenitwinkel $\theta = 0$ in dieses Rektaszensionsintervall projizieren würde. Hier zeigt sich, daß man praktisch das Dipolmoment nachbildet. Da in der Analyse der HEGRA Daten das Dipolmoment mit einer großen systematischen Unsicherheit behaftet ist, ist dies die beste Näherung an eine isotrope Verteilung.
Desweiteren benötigt man eine Vorschrift, nach der die Schauer der Untergrunderwartung des Bins $N_U(\Delta\alpha)$ eines Meßzeitintervalls über den sichtbare Himmelsbereich verteilt werden müssen. Wir wählen die Meßzeitintervalle zu 48 Sekunden Länge, da dies dem Raumwinkel von $0.2°$ in Rektaszension in den Basiskarten entspricht. Damit können wir ohne Genauigkeitsverlust von einem Meß*zeitpunkt* sprechen.
Die Vorschrift, nach der sich ein Schauer, gemessen zu einem solchen Zeitpunkt, über das Gesichtsfeld des Detektors verteilt, bestimmen wir in lokalen Koordinaten (θ, ϕ), oder genauer in deren Projektion nach der Vorschrift

$$x = \theta \cdot \cos(\phi) \qquad \text{und} \qquad y = \theta \cdot \sin(\phi) \tag{9.3}$$

Trägt man alle Ankunftsrichtungen der Luftschauer N in eine solche Projektion ein, so erhält man in erster Näherung die Nachweiswahrscheinlichkeit ρ des Detektors für Raumwinkelelemente $(\Delta\theta, \Delta\phi)$.

$$N(\Delta\theta, \Delta\phi) = N \cdot \rho(\Delta\theta, \Delta\phi) \tag{9.4}$$

Eine solche Projektion, wie sie in Abbildung 9.3 mit einem Bining von $1° \times 1°$ zu sehen ist, werden wir im Weiteren als **Sensitivitätskarte** bezeichnen. Die Größe ρ entspricht dabei der normierten Wahrscheinlichkeit einen Luftschauer in einem Raumwinkelelement der Lokalkoordinaten zu messen.
Bis hierher entspricht das Vorgehen dem Separationsansatz von [Alexandreas et al., 1993], bei dem die Zeitabhängigkeit der Untergrunderwartung mit der zeitlich variablen Rate $R(t)$ beschrieben wird, die Nachweiswahrscheinlichkeit in Lokalkoordinaten $E(\theta, \phi)$ jedoch zeitlich konstant angenommen wird (Gl. 9.5).

$$\Big[N(\Delta\theta, \Delta\phi, t) = \Big]_{\text{HEGRA}} \qquad \Big[R(\theta, \phi, t) = R(t) \cdot E(\theta, \phi)\Big]_{\text{CYGNUS}} \tag{9.5}$$

Wichtig ist zu beachten, daß es sich hier um die mittlere Sensitivität eines Datensatz handelt und ein kleiner Teildatensatz hierdurch nicht zwingend korrekt beschrieben werden muß. Für kleine Meßzeiträume ist dieser Ansatz ausreichend. Für große Datensätze

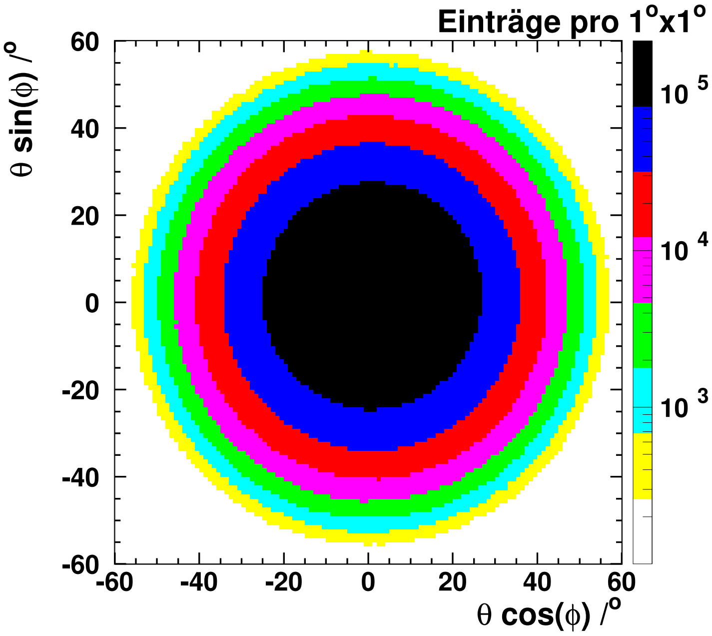


Abb. 9.3: Sensitivität des Szintillator-Feldes, als Ereignisse pro Raumwinkel in lokalen Koordinaten (θ, ϕ). Der Zenitwinkel wächst vom Zentrum nach außen und der Horizontalwinkel steigt gegen den Uhrzeigersinn an. Diese Koordinaten gewährleisten eine raumwinkelähnliche Darstellung.

hingegend ist die zeitliche Variation der Nachweiswahrscheinlichkeit unbedingt zu beachten.
Eine direkte Anwendung des Ansatzes auf HEGRA Szintillator (und AIROBICC) Daten erbrachte im Widerspruch zu vielen Punktquellensuchen hochsignifikante Quell- und Senkbereiche und eine starke Abhängigkeit der Signifikanzverteilungen von der Deklination, die durch keine theoretische Vorhersage zu rechtfertigen ist. Dies ist allein auf eine notwendige Erweiterung des Ansatzes zurückzuführen, wie im Weiteren gezeigt wird.
An diesem Punkt haben wir **zwei sich widersprechende Anforderungen**:

1) Die Sensitivität muß aus einem maximal langen Zeitraum bestimmt werden, damit die statistische Unsicherheit minimal wird und damit sich potentielle Quellbeiträge in den Lokalkoordinaten maximal verschmieren.
2) Die Sensitivität muß aus einem minimalen Zeitraum bestimmt werden, damit die Forderung der Zeitunabhängigkeit gerechtfertigt ist.

Den Widerspruch lösen wir auf, indem wir die zeitlichen Schwankungen der Nachweiswahrscheinlichkeit funktional beschreiben.
Der erste Schritt ist es, die Gesamtdatenmenge zu unterteilen, sodaß jeweils ein zeitlich konstanter Detektoraufbau durch eine Sensitivitätskarte beschrieben wird. Die in Kapitel 6 vorgenommene zeitliche Unterteilung des Gesamtdatensatzes in $i = [1 \ldots 9]$ Teildatensätze kann dabei zu $j = [1 \ldots 5]$ Sensitivitätskarten zusammengefaßt werden ($i = 1 \mapsto j = 1$; $i = [2, 3] \mapsto j = 2$; $i = [4, 5] \mapsto j = 3$; $i = [6, 7, 8] \mapsto j = 4$; $i = 9 \mapsto j = 5$).
Diese Zusammenfassung der Daten ist im Detail wichtig, da sich dadurch die statistische Unsicherheit in jeder der Sensitivitätskarten verkleinert. In der Beschreibung des Verfahren kann dies jedoch vernachlässigt werden und wir gehen vereinfachend von einer Unterteilung in neun zeitlich getrennte Untermengen aus, die jeweils einen konstanten Detektoraufbau umfassen. Datensätze mit Elektronikdefekten, die die Nachweis-

wahrscheinlichkeit stark verformen, sind durch die in Kapitel 6 beschriebene Selektion ausgeschlossen. Desweiteren sind Deformationen der Nachweiswahrscheinlichkeit des Szintillator-Feldes durch den parallelen Betrieb des AIROBICC-Feldes und der Teleskope im gleichen Trigger durch den Ausschluß dieser Daten beseitigt.
Die Forderung, daß der Untergrund eine isotrope kosmische Strahlung beschreibt wird damit für die Teildatensätze durch

$$N_{i,U} = N_{i,D} = N_i \qquad \text{mit} \qquad N = \sum_i N_i \tag{9.6}$$

beschrieben. Hierin wird die zeitliche Schwankung der Meßrate als Funktion des Luftdrucks und der Temperatur, wie sie in Kapitel 8 beschrieben wurde, durch die Beschreibung $N_i = N_i(t)$ kompensiert. Der zeitlich variable Einfluß des Detektoraufbaus ist damit durch die Datenselektion und die Unterteilung des Gesamtdatensatzes aufgefangen.
Zeitlich variablen Einfluß auf die Nachweiswahrscheinlichkeit bzw. Sensitivität ρ_i des Detektors kann nun noch das Wetter ausüben. In Kapitel 5.3.2 wurde die zenitwinkelabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit durch die Gleichung

$$\frac{dR}{d\cos(\theta)} \propto \cos^n(\theta) \cdot \exp(-KX/\cos(\theta)) \tag{9.7}$$

beschrieben. Der Kosinus-Term der Gleichung 9.7, als Effekt der Projektion der Detektorfläche für variablen Zenitwinkel, ist in der Darstellung der Sensitivitätskarte schon enthalten, da sich für HEGRA Szintillator-Daten der Exponent $n = 1$ ergibt.
Den Exponential-Term der Gleichung nutzen wir, um die Variation der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Luftdrucks zu beschreiben. Die atmosphärische Tiefe X interpretieren wir als Luftdruck und die Variable K ersetzen wir durch eine Konstanten $\Lambda = 1/K$, die sich aus der Anpassung zum mittleren Luftdruck ergibt ($\Lambda(P = 774.0\text{mbar}) = 105.4$).
Mit diesem Ansatz erhalten wir eine Nachweiswahrscheinlichkeit, die sich aus der Sensitivitätskarte für einen konstanten Luftdruck und einer exponentiellen Korrektur zusammensetzt und damit nun auch vom Luftdruck abhängt.

$$\rho(\theta, \phi, t, P(t)) = \rho_i(\theta, \phi, P(t)) = \rho_i(\theta, \phi, P_0) \cdot \exp\left(\frac{P_0 - P(t)}{\Lambda \cdot \cos(\theta)}\right) \tag{9.8}$$

Die wesentliche Erweiterung des Ansatzes von [Alexandreas et al., 1993] ist die zeitlich variable Nachweiswahrscheinlichkeit. Auf die Bestimmung der normierten Sensitivität $\rho_i(\theta, \phi, P_0)$ gehen wir weiter unten ein.
Der exponentielle Korrekturterm bewirkt je nach Zenitwinkel eine Anpassung der Untergrundamplitude in der Größenordnung von einem Prozent. Da hier lediglich eine relative Korrektur erreicht wird, kann aus Abbildung 5.5 (Seite 55), die den absoluten Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Zenitwinkels beschreibt, nicht auf die Qualität der Korrektur geschlossen werden.
Vergleicht man die Sensitivitätskarten zweier Datensätze zu unterschiedlichen aber konstanten Luftdrücken, so ist die unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit bei hohen Zenitwinkeln eindeutig. Eine Variation der Sensitivität als Funktion des Azimutwinkels (ϕ) ist jedoch nicht nachweisbar. Daher beschränken wir uns auf die Korrektur als Funktion des Zenitwinkels. Der Azimutwinkel muß jedoch auf Grund der Verkippung und Krümmung der Detektorebene weiter beachtet werden.
Eine Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit in Raumwinkelelementen der Lokalkoordinaten von der Temperatur konnte nicht nachgewiesen werden. Da bei der Analyse der Wettereinflüsse auf die Meßraten die Korrektur als Funktion der Temperaturänderungen kleiner ausfallen als die luftdruckbedingten, interpretieren wir dies in der Art, daß

der Einfluß kleiner als die statistische Unsicherheit ist.

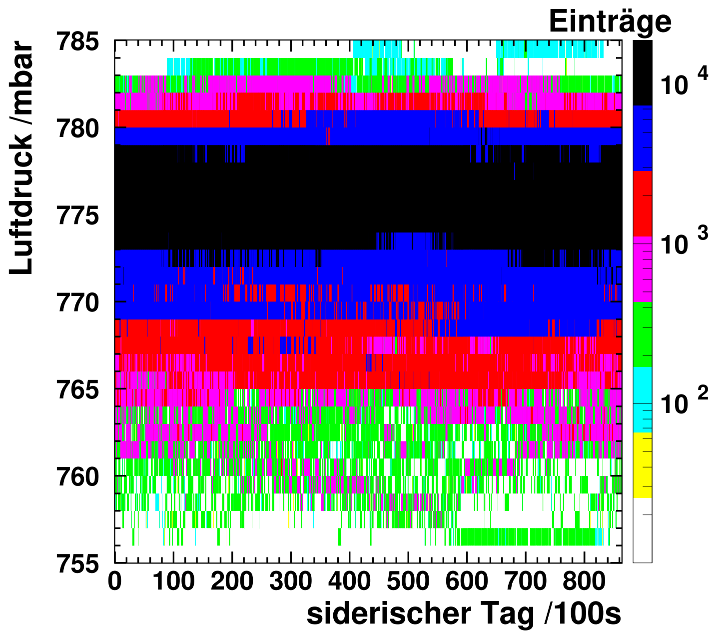


Abb. 9.4: Verteilung der selektierten Daten des Szintillator-Feldes als Funktion der Meßzeit (siderischer Tag modulo 24 Stunden) und des Luftdrucks.

Mit dieser Korrektur wird zur Bestimmung der Untergrunderwartung auch eine Beschreibung der Meßbedingungen benötigt. Da letztendlich die Anzahl von Luftschauern zu einem Zeit- und Luftdruckintervall benötigt werden, fassen wir dies in einer Meßzeit-Luftdruck-Karte nach Abbildung 9.4 für jeden Teildatensatz zusammen. Die Bingröße wird hierbei in Rektaszension, oder siderischer Zeit modulo 24 Stunden, der Basiskarte angepaßt und zu 48 s gewählt. Dieses Intervall ist klein gegen die Zeitdauer eines Kalibrationszyklusses und die Totzeiten der Messungen werden angemessen berücksichtigt. Die Luftdruckintervalle werden zu 1 mbar gewählt, da dies der Genauigkeit der CAMC Messungen entspricht.

Damit haben wir eine gebinte Sensitivitätskarte *ohne* Beachtung des Luftdrucks $\rho_i(\theta, \phi)$, die den zeitlich variablen Detektoraufbau durch Unterteilung des Gesamtdatensatzes und Ausschluß von Cherenkov-Lichtmessungen und Elektronikdefekten berücksichtigt. Und wir haben eine Karte, die die Verteilung der Untergrunderwartung auf die Rektaszension unter Beachtung der effektiven Meßzeit erlaubt und die zeitliche Variation des Luftdrucks zugänglich macht.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit zu einem konstanten Luftdruck wird aus der Umkehrung der Gleichung 9.8 gewonnen. Dabei wird der Anteil der Schauer in einem Luftdruckintervall $N_i(P_k)$, gewichtet durch die Gesamtzahl der Schauer des betrachteten Teildatensatzes N_i, durch den Exponential-Term auf die Verteilung entsprechend dem Referenzdruck P_0 transformiert und die Summe über alle Druckintervalle gibt wiederum eine normierte Nachweiswahrscheinlichkeit, allerdings nun zum Referenzdruck P_0.

$\rho_i(\theta, \phi)$ ist dabei die Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Mischung aller Luftdrücke.

$$\rho_i(\theta, \phi, P_0) = \sum_k \frac{N_i(P_k)}{N_i} \cdot \rho_i(\theta, \phi) \cdot \exp\left(\frac{-(P_0 - P_k)}{\Lambda \cos(\theta)}\right) \tag{9.9}$$

Der Ansatz von [Alexandreas et al., 1993] ist damit um die zeitliche Variabilität der Nachweiswahrscheinlichkeit erweitert worden. Dies erlaubt die langzeitige Mittelung der

Nachweiswahrscheinlichkeit und damit die Untergrundbestimmung mit kleiner statistischer Unsicherheit. Potentielle Quellen verteilen ihr Signal über einen maximalen Bereich der Sensitivitätskarte und ihr Einfluß wird damit minimiert.
Nun ist zu testen, ob dieser Ansatz gerechtfertigt ist. Man integriert Gleichung 9.8 über das gesamte Gesichtsfeld. Damit muß sich die Variation der Meßrate mit dem Luftdruck, wie sie in Kapitel 5.4 bestimmt wurde, erneut ergeben und Gleichung 9.8 muß sich auf einen mittleren Zenitwinkel reduzieren lassen, der auch dem mittleren in den Daten gemessenen Winkel entspricht.
Die Konstante Λ wurde in der Anpassung 5.4 für einen beliebigen Luftdruck von 774.0 mbar zu $\Lambda(P = 774.0) = 105.4$ bestimmt. Eine Korrektur auf den mittleren Luftdruck von $P_0 = 774.6$ mbar (Tab. 2.1) ergibt $\Lambda(P_0) = 106.0$.
Gleichung 5.11 erbringt einen Korrekturfaktor $A = 10.062 \cdot 10^{-3}$. Damit erhält man durch gleichsetzen der Exponentialterme aus Gleichungen 5.11 (Seite 63) und 9.8 die Forderung:

$$A = \frac{1}{\Lambda \cos(\theta_{mean})} \tag{9.10}$$

Der hieraus folgende Winkel $\theta_{mean} = 19.7°$ ist kleiner als der in Tabelle 6.3 aufgeführte mittlere Zenitwinkel von $\theta_m = (21.4 \pm .3)°$, steht aber in guter Übereinstimmung mit dem Median der Zenitwinkelverteilung.

9.2 Realisierung der Untergrundbestimmung

Zusammenfassend werden aus den Messungen eines der neun Datensatzes drei Karten erstellt.

1. Datenkarte $N_D(\alpha, \delta)$ (Abb. 9.1)
2. Sensitivitätskarte $N_D \cdot \rho(\theta, \phi)$ (Abb. 9.3)
3. Karte der Meßbedingungen $N_D(t_{sid}, P)$ (Abb. 9.4)

Die Sensitivitätskarte $\rho(\theta, \phi)$ wird nach der Vorschrift 9.9 auf einen Referenzluftdruck normiert. Wie wählen hier den mittleren Luftdruck aller Messungen als Referenz $P_0 = 774.6$ mbar. Diese Sensitivitätskarte wird lediglich für die *fünf* oben beschriebenen Detektorzustände und nicht getrennt für alle neun Teildatensätze bestimmt, um eine kleinere statistische Unsicherheit der Untergrundbestimmung zu erlangen.
Die Summe der Meßbedingungskarte $N_D(t_{sid}, P)$ über alle Bins gibt vor, wieviele Untergrundschauer N_U insgesamt zu beachten sind. Um die Verteilung dieser Schauer in der Untergrundkarte zu erreichen, wird jedes Bin $N_D(t_x, P_y)$ der Meßbedingungskarte einzeln verarbeitet. Dazu wird die auf den Referenzdruck normierte Karte $\rho_j(\theta, \phi, P_0)$ dem Druck P_y des Bins entsprechend transformiert.

$$\rho_j(\theta, \phi, P_y) = \rho_j(\theta, \phi, P_0) \cdot \exp\left(\frac{-(P_0 - P_y)}{\Lambda \cos(\theta)}\right) \tag{9.11}$$

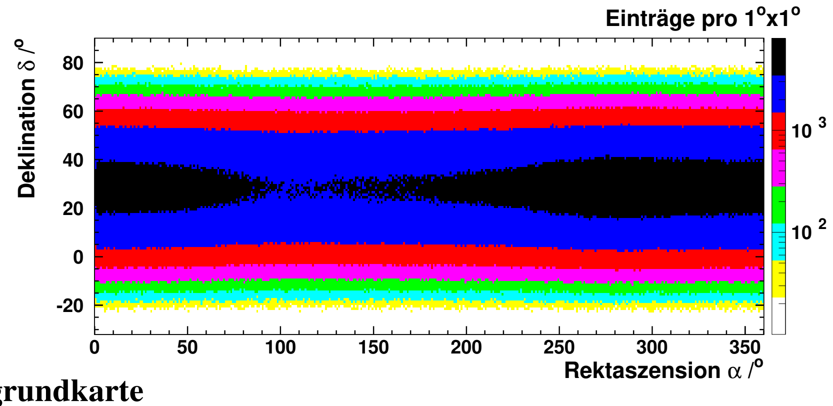
Anschließend wird diese Verteilung im Integral auf den Inhalt des zu verarbeitenden Bins der Meßbedingungskarte normiert.

$$N_D(t_x, P_y) = N_{x,y} \int \rho_j(\theta, \phi, P_y) d\theta d\phi \tag{9.12}$$

Die Verteilung $N_{x,y} \cdot \rho_j(\theta, \phi, P_y)$ ist wiederum gebint. Mit der dem Bin entsprechenden siderischen Zeit t_x ist die Lage des zentralen Bins in der Rektaszension eindeutig definiert. Nun kann diese Karte in die äquatorialen Himmelskoordinaten transformiert werden.
Nachdem mit dieser Prozedur jedes Bin der Meßbedingungskarte abgearbeitet ist, liegt eine vollständige Untergrunderwartung für den Ausgangsdatensatz vor. Auf gleiche Art

und Weise wird für die restlichen Teildatensätze eine Daten- und eine Untergrundkarte erzeugt, wie sie Abbildung 9.5 exemplarisch für den Datensatz '9' dargestellt. Die Untergrunderwartung des Gesamtdatensatzes ergibt sich durch Addition aller neun Untergrundkarten der Teildatensätze.

Datenkarte



Untergrundkarte

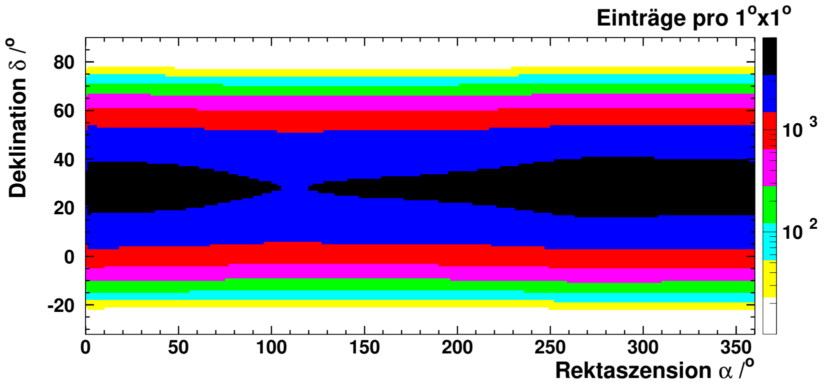


Abb. 9.5: Verteilung der Ankunftsrichtungen der Luftschauerdaten (oben) in der sogenannten Datenkarte und die dazu berechnete Untergrunderwartung (unten) in der sogenannten Untergrundkarte. Die beiden Karten repräsentieren, abgesehen von der hier gröber gewählten Unterteilung, die sogenannten Basiskarten. Die Daten stellen den Teildatensatz '9' dar (siehe Kap. 6)

Jedes beliebige Paar dieser Karten kann nun auf die Signifikanz einer Abweichung von einer isotropen Verteilung untersucht werden. Hierzu wird in der Hochenergieastrophysik üblicherweise das Verfahren nach [Li & Ma, 1983] verwendet (siehe Anhang B).

9.3 Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde ein **Verfahren zur Berechnung der Untergrunderwartung eines beliebigen HEGRA Szintillator-Datensatzes** beschrieben. Die Methode modelliert die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors und beschreibt durch die Nachbildung des Meßprozesses unter Beachtung der Wetterbedingungen den Untergrund für den gesamten abgedeckten Himmelsbereich. Die Mittelung über sehr lange Zeiträume verschmiert dabei den potentiellen Beitrag von Quellen maximal und ermöglicht eine Untergrundbestimmung mit kleiner statistischer Unsicherheit.
Die Untergrunderwartung wird unter der Hypothese erstellt, daß das HEGRA Szintillator-Feld ausschließlich eine isotrope kosmischen Teilchenstrahlung mißt.

Diese Berechnung der Untergrunderwartung als zweidimensionale Karte erlaubt eine **anschließende Analyse beliebiger Raumwinkelbereiche**. Eine Beschreibung der hieraus gewonnenen Signifikanz- oder Himmelskarten erfolgt im anschließenden Kapitel 10. In den nachfolgenden Kapiteln werden dann spezielle Raumbereiche der Himmelskarten näher untersucht.

Der entscheidende Unterschied zu früher erstellten Himmelskarten (z.B. [Merck, 1993] und [Willmer, 1997], ebenfalls für HEGRA Szintillator-Daten) ist die Wahl der Untergrundhypothese. In den anderen HEGRA-Himmelskarten und ebenfalls in den Himmelskarten anderer Experimente für Energien oberhalb von 10 TeV wird ausschließlich (soweit dem Autor bekannt ist) eine Zusammenfassung von Punktquellensuchen dargestellt. Damit zeigen diese Himmelskarten die Signifikanz lokaler Variationen an, da bei den Punktquellensuchen der Untergrund der 'Quell'-Position aus der nächsten Umgebung der 'Quelle' bestimmt wird. Eine großräumige Variation wird dabei unterdrückt. Die in der vorliegenden Arbeit gewählte Hypothese ist z.B. besonders geeignet, um nach einem Signal kosmischer Gammastrahlung aus der galaktischen Ebene zu suchen. Bei einer solchen Suche wurde bisher immer ein Raumwinkelbereich entsprechend der hypothetischen Ausdehnung mit den angrenzenden Raumbereichen verglichen (z.B. [Westerhoff, 1996]). Hierbei wird angenommen, daß diese angrenzenden Gebiete kein Signal kosmischer Gammastrahlung und auch keine Fluktuation in der kosmischen Teilchenstrahlung enthalten. Mit dem hier gewählten Verfahren der Untergrundbestimmung kann auf einen solchen Vergleich mit angrenzenden Raumgebieten verzichtet werden.

10. Beschreibung der Himmelskarten

Im vorhergehenden Kapitel 9 wurde die Methode beschrieben, mit der die Untergrunderwartung für einen beliebigen Datensatz des HEGRA Szintillator-Feldes errechnet werden kann. Hier sollen nun die aus dem Vergleich der Daten- und Untergrundkarten resultierenden Signifikanzkarten beschrieben werden, die wir als **Himmelskarten** bezeichnen.
Zunächst wird exemplarisch eine Himmelskarte des Gesamtdatensatzes in äquatorialen Koordinaten betrachtet, die, bis auf ein abweichendes Bining, der Basiskarte entspricht. Danach werden die Himmelskarten des Gesamtdatensatzes in galaktischen Koordinaten für unterschiedliche Suchradien untersucht. Abschließend werden die Himmelskarten der neun zeitlich getrennten Teildatensätze (siehe Kapitel 6 für einen festen Suchradius beschrieben. Eine Diskussion spezieller Bereiche der Karten schließt sich ab Kapitel 11 an.
Zunächst soll jedoch gezeigt werden, daß die neue Methode eine Bestimmung der Untergrunderwartung in guter Qualität ermöglicht.

10.1 Qualität der Untergrundbestimmung

Bisher ist von keinem Detektorfeld, welches wie das HEGRA Szintillator-Feld die Technik des Schauerfrontsamplings verwendet, eine Quelle kosmischer Gammastrahlung nachgewiesen worden. Damit ist offensichtlich keine Kontrolle der Untergrunderwartung anhand einer Eichquelle möglich und es kann kein direkter Nachweis einer korrekten Untergrundbestimmung erbracht werden. Ebenfalls ist bisher keine ausgedehnter Quellbereich und insbesondere kein Signal der galaktischen Ebene, wie es sich im MeV/GeV-Bereich prominent zeigt, nachgewiesen worden.
Wir sind daher auf einen indirekten Nachweis der Untergrundqualität angewiesen. Als Testkriterium dient uns die bisherige Nichtbeobachtung von signifikanten Punktquellen. Ebenso kann das kleine Dipolfeld als Testkriterium dienen, da in den Himmelskarten kein Bereich existieren darf, der mit den Messungen zum Dipolfeld in Widerspruch stehen.
In diesem Kapitel werden ausschließlich **Signifikanzverteilungen** betrachtet. In den folgenden Kapiteln wird gezeigt werden, daß auf der Basis der Untergrunderwartung bestimmte Flüsse und **Flußobergrenzen** mit anderen Messungen in Übereinstimmung stehen.
Bei kleinen Suchradien stehen folgende Kriterien zur Verfügung, die von den Himmelskarten erfüllt werden müssen:

- Bei Suchradien, die kleiner als die Winkelauflösung sind, darf es lediglich zu einer statistischen Fluktuation der Signifikanzen in Form einer N(0,1)-Verteilung kommen. Eine Abweichung hiervon würde bedeuten, daß eine Quelle bereits bei ungünstigem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis sichtbar ist.
- Bei einer Punktquellensuche (Suchradius ungefähr gleich der Winkelauflösung) darf sich keine 'Quelle' signifikant gegen die Gesamtheit abhebt.
- Die Signifikanzverteilungen verschiedener Deklinationsintervalle dürfen sich nicht 'deutlich' unterscheiden.
- Insbesondere darf die Signifikanzverteilung nicht symmetrisch zur Zenitdeklination von $28.8°$ sein, da dies eine falsche Behandlung großer Zenitwinkel dokumentieren würde.
- Die Signifikanzverteilung für Intervalle der Rektaszension kann lediglich als schwaches Kriterium genutzt werden, da hier Vorhersagen für rektaszsensionsabhängige Asymmetrien existieren (z.B. galaktische Ebene).

- Es darf kein annähernd kreisförmiger Bereich (Radius größer $10°$) erhöhter oder niedriger Signifikanzen existieren. Diese Signatur entspricht ausschließlich einem Effekt, der von einer variablen Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektor erzeugt wird. Dies wurde für einen Datensatz *ohne* Ausschluß von Elektronikdefekten gefunden.

Es sei betont, daß die Untergrundbestimmung nicht allein durch die Methode eine N(0,1)-Verteilung der Signifikanzen vorgibt.
Da die hier angewandte Methode den Untergrund für das gesamte Gesichtsfeld auf einmal bestimmt, kann die Signifikanz einzelner Himmelspositionen von den üblichen Punktquellensuchen, die lediglich eine lokale Referenz als Untergrund bestimmen, abweichen. Liegt hypothetisch eine Punktquelle der kosmischen Gammastrahlung zusätzlich in einem ausgedehnten Quellgebiet, so ist deren Signifikanz gegenüber der üblichen Punktquellensuche um den Beitrag des ausgedehnten Bereichs erhöht. Es muß sich daher auch bei kleinen Suchradien nicht a priori eine exakte N(0,1)-Verteilung der Signifikanzen ergeben. Da kleine Suchradien allerdings nicht das optimale Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für ausgedehnte Quellbereiche ergeben, ist mit einer guten Annäherung an eine N(0,1)-Verteilung zu rechnen. Erst bei größeren Suchradien können ausgedehnte Quellbereiche durch die kleinere statistische Unsicherheit deutlicher in Erscheinung treten.

10.2 Die Basiskarte der Signifikanzen

Die Ausgangssituation besteht, nach Kapitel 9, aus zwei gebinten Karten, der Daten- und der Untergrundkarte. Die einzelnen Bins haben die Abmessung $0.2° \times 0.2°$ in den kartesischen Koordinaten Rektaszension α und Deklination δ. Der jedem Bin zugeordnete Raumwinkel ist damit deklinationsabhängig $\omega = 6 \cdot 10^{-6} \cdot \cos(\delta)$ sr. Diese Karten haben wir als Basiskarten bezeichnet.
Um Informationen aus diesen beiden Karten zu gewinnen, werden jeweils paarweise die Bins zu identischen Koordinaten miteinander mit dem Li&Ma Verfahren (siehe Anhang B und [Li & Ma, 1983]) verglichen. Nach Behandlung aller Bins erhält man hierdurch eine dritte Karte, die Signifikanzkarte.
Eine solche Analyse der Basiskarten ist nur bedingt sinnvoll, da die Winkelauflösung des Detektors wesentlich größer als die Bin-Größe ist und zudem der Raumwinkel, den ein Bin beschreibt, mit den Koordinaten stark variiert. Eine Suche auf solch kleinen Bins sollte lediglich sehr dominante Signale aufzeigen oder eine rein statistisch fluktuierende Signifikanzverteilung erbringen.

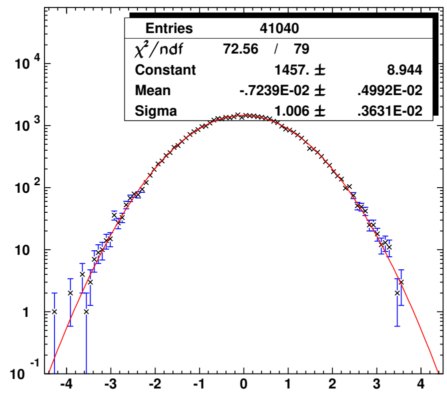


Abb. 10.1: Eindimensionale Signifikanzverteilung der Karte 10.2.

Das Verfahren zur Bestimmung von Signifikanzen nach [Li & Ma, 1983] fordert einen Inhalt des Signal- und Untergrundbins von mehr als 10 Schauern. Damit ist lediglich ein kleiner Ausschnitt der Basiskarte einer Analyse direkt zugänglich. Wir werden hier eine Abwandlung der Basiskarte verwenden, bei der lediglich einige Bins zusammengefaßt werden.
Die hier betrachtet 'Basiskarte' besitzt damit eine Binning von $1° \times 1°$. Die Abmessungen sind damit immer noch deutlich kleiner als die Winkelauflösung des Szintillator-Feldes,

die einen Such*radius* von $1°$ zur Punktquellensuche bedingt. Das gröbere Bining schließt nur noch einen kleinen Himmelsbereich aus der Analyse aus.

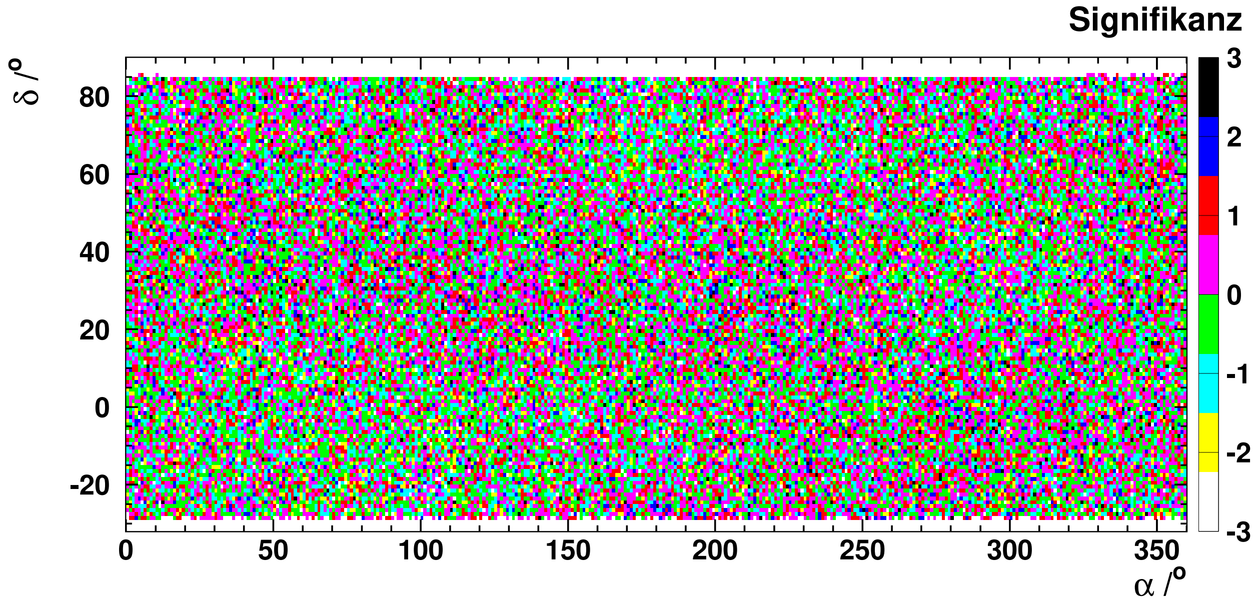


Abb. 10.2: Himmelskarte der Signifikanzen des gesamten Szintillator-Datensatzes mit dem Ausgangsbining von $1.0° \times 1.0°$. Die Bins sind statistisch unabhängig, d.h. jeder Schauer wird genau einem Bin zugeordnet. Es ist zu beachten, daß sich auch bei den extremen Deklinationen keine Anhäufung hoher positiver oder negativer Signifikanzen zeigt (vergleiche Abb. 10.3).

In Abbildung 10.2 ist die dieser gröber gebinten 'Basiskarte' entsprechende Himmelskarte dargestellt. Abbildung 10.1 ist die dazugehörige eindimensionale Signifikanzverteilung. Beiden Abbildungen ist zu entnehmen, daß von den ursprünglich 43.920 Bins 2.880 bei der Auswertung der Signifikanz nicht beachtet werden. Dies begründet sich damit, daß der Bininhalt weniger als 10 Ereignisse ist und daher der Li&Ma Formalismus nicht angewandt werden darf.
Ein erster Blick auf die Karte Abb. 10.2 zeigt, daß keine auffälligen Gruppierungen von großen oder kleinen Signifikanzen enthalten sind. Die eindimensionale Darstellung zeigt lediglich eine kleine Abweichung von einer N(0,1)-Verteilung. Die Verbreiterung ist mit 1.6σ und die Verschiebung zu negativen Signifikanzen mit 1.4σ nicht signifikant.
Die direkte Betrachtung einer solchen Karte, bei der der Raumwinkel je Test wesentlich kleiner als die Winkelauflösung des Detektors ist, wird z.B. vom Satellitenexperiment EGRET angewandt. Bei diesem Experiment zeichnen sich schon bei einer solchen Betrachtungsweise Bereiche hoher Signifikanz ab. Eine einzelne Quelle beeinflußt gleichzeitig mehrere Testpositionen, sodaß nach einer solchen Grundbetrachtung eine Identifizierung der eigentlichen Quellen erfolgen muß.
Bei dem HEGRA Szintillator-Gesamtdatensatz ist keine Quelle sichtbar. Alle Testpositionen liegen innerhalb einer Signifikanzverteilung, die eine zufällige Fluktuation der Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung beschreibt. Die gleiche Aussage gilt für alle Teildatensätze. Jeder für sich wird durch eine N(0,1)-Verteilung gut beschrieben und extreme Abweichungen in positiver oder negativer Signifikanz werden nicht festgestellt.
Um die Signifikanzverteilungen für Teile der Karte bewerten zu können, stellt Abbildung 10.3 die eindimensionale Signifikanzverteilung für kleine Ausschnitte der Karte 10.2

dar. Auch die Teilbereiche weichen nicht von einer zufälligen Verteilung ab. Insbesondere bei den beiden Bändern 10.3.c und 10.3.d wird dies erst durch die Wetter-Korrektur erreicht. Ohne die Korrekturen und ohne eine Datenselektion, wie in Kapitel 6 beschrieben, ist dieses Verhalten nicht erreicht worden.

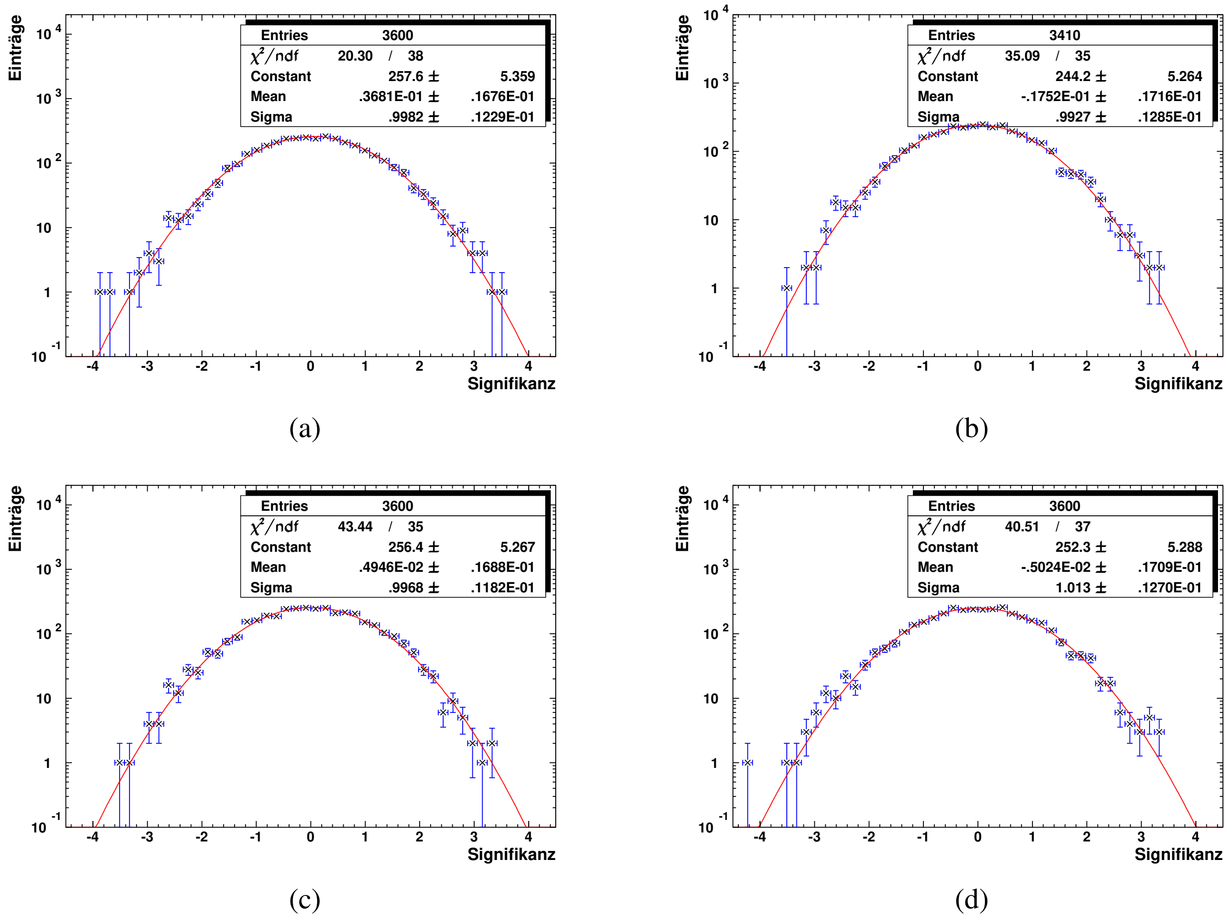


Abb. 10.3: Signifikanzverteilungen für Ausschnitte aus der Himmelskarte Abb. 10.2. (a) – Band mittlerer Deklinationen $\alpha = [1°, 360°]$, $\delta = [24°, 33°]$. (b) – Zentraler Bereich $\alpha = [165°, 195°]$, $\delta = [-18°, 85°]$. (c) – Band großer Deklinationen $\alpha = [1°, 360°]$, $\delta = [76°, 85°]$. (d) – Band kleiner Deklinationen $\alpha = [1°, 360°]$, $\delta = [-18°, -9°]$

Die Basiskarte erfüllt alle Kriterien, die wir oben an einen gut bestimmten Untergrund gestellt haben. Beliebig herausgegriffene Teilbereiche der Himmelskarte Abbildung 10.2 zeigen keine Abweichung vom Verhalten der Gesamtkarte. Insbesondere extreme Bereiche in der Deklination weichen nicht signifikant von einer N(0,1)-Verteilung ab. Dies ist deswegen besonders bemerkenswert, da wir ein größeres Zenitwinkelintervall zulassen, als sonst innerhalb der HEGRA Kollaboration verwendet wird. Wir können keine Begründung finden, den Zenitwinkel weiter einzuschränken, und erhalten eine gleichwertige Überdeckung eines extrem großen Raumwinkelbereichs von 75% des Himmels.

10.3 Abwandlungen der Basiskarte – Projektion und Suchradiusvariation

Die Himmelskarten, die zur Analyse in Kapitel 11 und folgenden verwendet werden, unterscheiden sich von der Basiskarte in mehreren Punkten. Die Karte wird in andere Koordinatensysteme transformiert (z.B. zweidimensionale galaktische Koordinaten,

oder eindimensionale Projektion auf die galaktische Breite). Die Testpositionen werden in gleichem Winkelabstand gesetzt und der zu jeder Testposition gehörende Suchradius ist konstant in einer Karte, wird aber zwischen verschieden Himmelskarten der Fragestellung entsprechend variiert. Die Wahl des Suchfensters ist prinzipiell beliebig und die Definition des Quellgebietes kann beliebige Formen annehmen.
In diesem Unterkapitel werden wir Himmelskarten des Gesamtdatensatzes als Sinusprojektion in galaktische Koordinaten betrachten. Der Suchradius ist dabei die einzige Variation zwischen den Karten. Die Testpositionen sind mit einem Abstand von $1°$ gesetzt. Zu der jeweiligen Quellregion werden alle Bins der Basiskarte zusammengefaßt, deren Zentrum von der Testposition nicht weiter als der Suchradius entfernt ist. Es werden fünf Suchradien ($0.5°$, $1.0°$, $2.75°$, $5.0°$ und $10.0°$) verwendet.
Das gesamte Gesichtsfeld, entsprechend dem Deklinationintervall der Basiskarten ($28.8° \pm 60.0°$), wird jeweils um den Suchradius verkleinert. Damit ist sichergestellt, daß alle Tests gleichartig innerhalb der selektierten Datenbasis liegen. Es entsteht ein mit dem Suchradius wachsendes Loch einer nicht beobachtbaren Region um den äquatorialen Nordpol und das galaktische Zentrum rückt weiter vom beobachtbaren ab.
Wählt man den Abstand der Testpositionen kleiner als den doppelten Suchradius, so erhält man Signifikanztests, die nicht mehr statistisch unabhängig sind. Dieses sogenannte **Oversampling** (siehe Anhang B) erschwert eine direkte Interpretation der eindimensionalen Signifikanzverteilungen, da kein allgemein akzeptiertes mathematisches Verfahren zur Behandlung dieser Überbestimmtheit existiert. Der Oversamplingfaktor O bestimmt sich aus dem gesamten betrachteten Raumwinkel Ω_{map} der Karte und dem Produkt der Anzahl der Testpositionen T mit dem zugeordneten Raumwinkel des Tests ω.

$$O = \frac{T \cdot \omega}{\Omega_{map}} \tag{10.1}$$

Eine vollständige Überdeckung mit $O = 1$ würde eine direkte Interpretation der Signifikanzverteilungen als Vergleich mit einer N(0,1)-Verteilung erlauben.
Bei der zweidimensionalen Darstellung muß das Oversampling nicht beachtet werden. Hier führt das Oversampling lediglich zu einer besseren Sichtbarkeit von Signifikanzverläufen. Entscheidend ist dies jedoch bei der eindimensionalen Darstellung der Signifikanzverteilung.
Um trotzdem einen Vergleich mit einer N(0,1)-Verteilung zu ermöglichen, wurde folgende Hypothese untersucht. Man kann davon ausgehen, daß sich in erster Näherung die Signifikanzverteilung als N(0,1)-Verteilung darstellt. Die absolute Breite wird hypothetisch durch die Anzahl unabhängiger Tests vorgegeben und das Oversampling sorgt lediglich für eine höhere Amplitude der Verteilung als sie sich allein aus unabhängigen Tests ergibt. Die Einträge der einzelnen Test werden mit dem reziproken Oversamplingfaktor, also dem Verhältnis des Raumwinkels des gesamten Himmelsbereichs und dem Raumwinkel der jeweiligen Testregion, gewichtet.
Diese Hypothese wurde mit einigen Zufallsgeneratoren getestet. Bei kleinem Oversamplingfaktor wurde, mit den gewichteten Einträgen, die eindimensionale N(0,1)-Verteilung gut reproduziert. Bei größerem Oversampling verbreiterte sich die Verteilung, um dann bei einem Faktor oberhalb von 100 eine zur Null asymmetrische Schulter auszubilden. Dieses Verhalten zeigt sich auch bei den Signifikanzverteilungen der Himmelskarten. Die asymmetrischen Abweichungen von einer N(0,1)-Verteilung der Signifikanzen spiegelt somit hauptsächlich das Verfahren der Darstellung wieder. Die Signifikanz ausgedehnter potentieller Quellbereiche wird in den folgenden Kapiteln ohne einen hohen Oversamplingfaktor durch eine geeignete Projektion näher untersucht.
Da diese Hypothese nicht zu eindeutigen, quantitativen Resultaten führte, werden in den Analysen die Zufallswahrscheinlichkeiten eines Überschusses anhand von Monte-Carlo-

Simulationen der Signalsuche bestimmt und lediglich in diesem Kapitel die oben beschriebene Gewichtung der Signifikanzen in der eindimensionalen Darstellung gewählt.
Es folgt eine Dokumentation der **fünf Himmelskarten des Gesamtdatensatzes** in galaktischen Koordinaten zu den Suchradien $0.5°$, $1.0°$, $2.75°$, $5.0°$ und $10.0°$. Pro Himmelskarte werden auf gegenüberliegenden Seiten jeweils tabellarisch die vom Betrag der Signifikanz 20 größten Quellen und Senken aufgeführt. Diese sind in der zweidimensionalen graphischen Darstellung durch Kreismarkierungen hervorgehoben (weiß: Maxima, schwarz: Minima). Die drei größten Signifikanzen sind jeweils in gleicher Farbe zusätzlich durch Kreuze hervorgehoben. Weiter erfolgt eine eindimensionale Darstellung der Signifikanzverteilung, wobei der Eintrag jeder Testposition mit dem reziproken Oversamplingfaktor gewichtet wird. Diese Signifikanzverteilung wird getrennt für die Quadranten des Himmels dargestellt und die Gruppierung erfolgt sortiert in positive galaktischen Breiten (oben), negative Breite (unten), galaktische Längen von $l = [0°, 180°]$ (links) und $l = [180°, 360°]$ (rechts).

Suchradius $r = 0.5°$:

Der Suchradius von $0.5°$ stellt den Übergang von der Basiskarte zur Sinusprojektion mit Oversampling dar und wird für weitere Analysen nicht verwendet (Abb. 10.5 und zugeordnete Tabellen).
Dieser Suchradius ist wesentlich kleiner als die Winkelauflösung des Detektors von $\sigma_{63\%} = 0.9°$ und dem sich daraus ergebenden optimalen Suchradius für Punktquellen von $R_o = 1.0°$. Hiermit kann lediglich festgestellt werden, daß kein Fehler der Datennahme oder der Rekonstruktion in den Daten vorhanden ist. Sehr dominante Quellen, würden sich durch eine Ansammlung von benachbarten Testpositionen erhöhter Signifikanz zeigen. Dieses Verfahren wird wie erwähnt z.B. von der EGRET Kollaboration zur ersten Begutachtung ihrer Daten verwendet.
In den HEGRA Szintillator-Daten ist weder eine künstliche Deformation, noch eine dominante Quelle nachweisbar. Dies werten wir als Hinweis für eine erfolgreiche Datenselektion und Untergrundbestimmung. Das 'Fehlen' hoch signifikanter Quellen ist in Übereinstimmung mit anderen Untersuchungen. Hierauf wird in Kapitel 12 näher eingegangen.

Suchradius $r = 1.0°$:

Der Suchradius von $1.0°$ entspricht dem Radius, bei dem man das optimale Signal-zu-Untergrund-Verhältnis einer **Punktquelle** bei der Winkelauflösung der HEGRA Szintillator-Feldes erwarten darf (Abb. 10.7 und zugeordnete Tabellen).
Die Verteilung alles Signifikanzen entspricht einer N(0,1)-Verteilung, wobei sich eine leicht anisotrope Verteilung der maximalen Signifikanzen andeutet.
Aus der Durchmusterung des gesamten Himmels sticht keine einzelne Punktquelle aus der statistisch fluktuierenden Verteilung heraus. Die Positionen der maximale Signifikanz entsprechen nicht den bekannten Objekten der EGRET MeV/GeV-Durchmusterung, den durch Cherenkov-Teleskope nachgewiesenen Quellen oder theoretischen Quellkandidaten (vergleiche Kapitel 12).
Die signifikanteste Testposition entspricht mit einem Zenitwinkel der Kulmination von $\theta_k = 34.5°$ *keiner* speziellen Position in äquatorialen Koordinaten. Im Gegensatz hierzu wurden die extremen Signifikanzen bei ungenügender Wetterkorrektur immer bei hohen oder niedrigen Deklinationen gefunden und bei einer ungenügenden Ausgrenzung von Elektronikdefekten verstärkt in der Nähe von $28.8°$.
Auf die Suche nach Punktquellen wird in Kapitel 12 näher eingegangen. Wir gehen dabei von der Hypothese aus, daß in der Gesamtheit Klassen von Quellen enthalten sind, die sich als Einzelquelle nicht signifikant nachweisen lassen, aber als Gruppe in ihrer Signifikanzverteilung nicht mehr einer N(0,1)-Verteilung entsprechen und sich damit als

generische Quelle zeigen können.

Suchradius $r = 2.75°$**:**

Dieser spezielle Suchradius von $2.75°$ wurde nachträglich durch das Ergebnis aus Kapitel 14 motiviert. **Molekülwolken** (siehe Kapitel 13) als mögliche 'Strahlungsquellen' haben ähnliche Ausmaße (Abb. 10.9 und zugeordnete Tabellen). Der Suchradius sei hier zunächst als willkürlicher Zwischenschritt der Abfolge anwachsender Suchradien aufgefaßt.
Es deutet sich eine räumliche Abgrenzung der Bereiche positiver und negativer Signifikanzen an, wobei sich die gesamte Signifikanzverteilung noch durch eine Gaußglocke beschreiben läßt. Der große Wert des Oversampling-Faktors ermöglicht keine Schlußfolgerung, ob die Verbreiterung gegen eine N(0,1)-Verteilung systematischen oder statistischen Ursprungs ist. Der Mittelwert der Gaußglocke ist mit Null verträglich.

Suchradius $r = 5.0°$**:**

Der Erwartungswert der Ausdehnung eines Photon-Signals von der galaktischen Scheibe beträgt nach Messungen in niedrigeren Energieregimen $|b| \leq 5°$ (vergleiche Kapitel 11). Ein solcher Suchradius wäre somit sensitiv auf ein mögliches Signal der **Milchstraße**, wobei die Testpositionen entlang des Äquators mit dem Rest der Karte verglichen werden müssen (Abb. 10.11 und zugeordnete Tabellen).
Es ist kein deutliches Signal der galaktischen Ebene zu erkennen. Allerdings ist eine bandförmige Struktur zu identifizieren, die sich um den galaktischen Äquator windet. Die Analyse des Beitrags der galaktischen Scheibe und der Bandstruktur erfolgt in Kapitel 11.

Suchradius $r = 10.0°$**:**

Es existieren keine theoretischen Vorhersagen für Strahlung von Objekte mit einer Ausdehnung zwischen $r = 5°$ und einem Dipolfeld. Hier sei lediglich dokumentiert, daß sich die Struktur im Vergleich zur Karte mit $r = 5°$ nicht prinzipiell verändert. (Abb. 10.12 und nachfolgende Tabellen)
Die maximalen Signifikanzen orientieren sich zum galaktischen Zentrum. Allerdings ist ebenfalls ein Gebiet erhöhter Signifikanzen in Richtung des Dipolmoments bei $l = [90° \ldots 140°]$ zu finden (vergleiche Kapitel 8). Die beiden unabhängigen Verfahren der Untersuchung der Ratenvariation und der Himmelskarten sind damit nicht im Widerspruch. Eine exakte Übereinstimmung ist prinzipiell nicht nachweisbar, da das Dipolmoment eine große systematische Unsicherheit beinhaltet und die Normierung der Himmelskarte eine Analyse extrem ausgedehnter Bereiche nicht zuläßt.

Suchradius $r = 0.5°$:

Objekt	σ	l_{gal} [°]	b_{gal} [°]	α [°]	δ [°]	Objekt	σ	l_{gal} [°]	b_{gal} [°]	α [°]	δ [°]
1. Quelle	4.65	60.38	-51.00	338.73	-5.52	1. Senke	-4.71	53.10	18.00	274.86	25.64
2. Quelle	4.40	13.51	-2.50	276.04	-18.39	2. Senke	-4.52	184.59	-9.50	80.32	19.96
3. Quelle	4.33	123.52	-33.50	13.42	29.37	3. Senke	-4.34	40.00	-60.00	341.01	-19.89
4. Quelle	4.17	172.10	2.00	83.42	36.68	4. Senke	-4.15	22.75	-43.50	320.68	-25.34
5. Quelle	4.06	135.63	-42.50	22.76	19.39	5. Senke	-4.08	78.07	9.50	296.74	44.22
6. Quelle	4.04	55.12	-31.50	320.64	2.77	6. Senke	-4.05	205.96	-18.00	83.72	-2.19
7. Quelle	3.87	188.99	40.00	134.44	34.73	7. Senke	-3.88	175.67	-55.50	39.73	-4.05
8. Quelle	3.83	81.08	-14.50	323.36	31.85	8. Senke	-3.87	154.93	-51.00	32.49	6.93
9. Quelle	3.82	39.77	21.50	266.24	15.41	9. Senke	-3.81	17.10	25.00	253.58	-1.57
10. Quelle	3.78	149.54	41.50	143.15	63.91	10. Senke	-3.77	12.17	-9.50	282.08	-22.73
11. Quelle	3.71	90.64	73.00	204.80	41.00	11. Senke	-3.75	128.53	57.00	186.79	59.86
12. Quelle	3.70	137.63	-2.50	40.73	57.16	12. Senke	-3.72	182.44	-1.50	86.39	26.07
13. Quelle	3.65	211.02	20.00	120.02	10.60	13. Senke	-3.71	154.64	-37.00	39.26	19.29
14. Quelle	3.62	347.48	33.00	230.70	-16.47	14. Senke	-3.71	199.64	-65.50	38.17	-19.27
15. Quelle	3.59	129.33	18.00	47.06	79.13	15. Senke	-3.70	58.78	38.50	253.36	35.98
16. Quelle	3.57	141.83	38.50	143.35	70.53	16. Senke	-3.70	268.37	65.50	179.17	6.37
17. Quelle	3.56	54.60	-11.50	303.46	13.36	17. Senke	-3.69	236.05	-14.50	99.68	-26.90
18. Quelle	3.56	87.77	-49.50	350.71	7.23	18. Senke	-3.68	202.51	4.50	102.14	11.32
19. Quelle	3.55	162.58	8.00	83.36	47.91	19. Senke	-3.61	196.68	-32.00	67.40	-1.75
20. Quelle	3.55	177.98	10.50	96.16	35.76	20. Senke	-3.59	183.75	-39.50	55.26	2.57

Tab. 10.1: Auflistung der 20 größten Maxima und Minima der Signifikanzkarte 10.5 mit Angabe der zugehörigen Testposition in galaktischen und äquatorialen Koordinaten

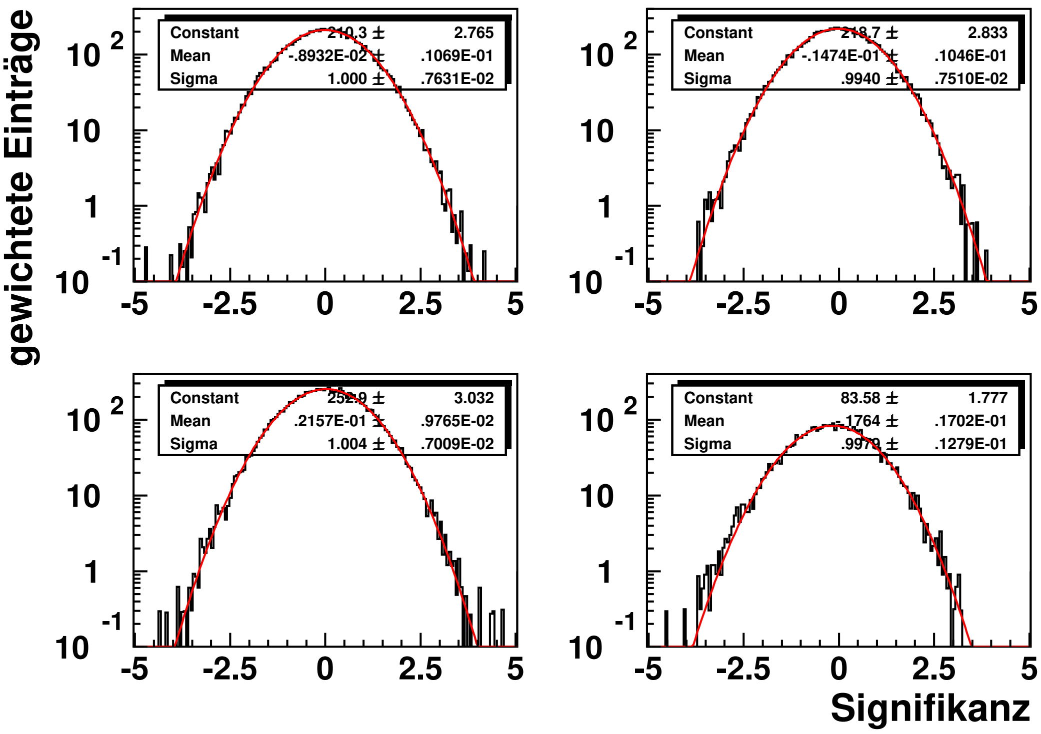


Abb. 10.4: Verteilung der Signifikanzen, gewichtet mit dem reziproken Oversampling-Faktor. Die vier Bilder entsprechen den vier Quadranten der Abb. 10.5 (oben $b \geq 0$, links $l = [0°, 180°]$).

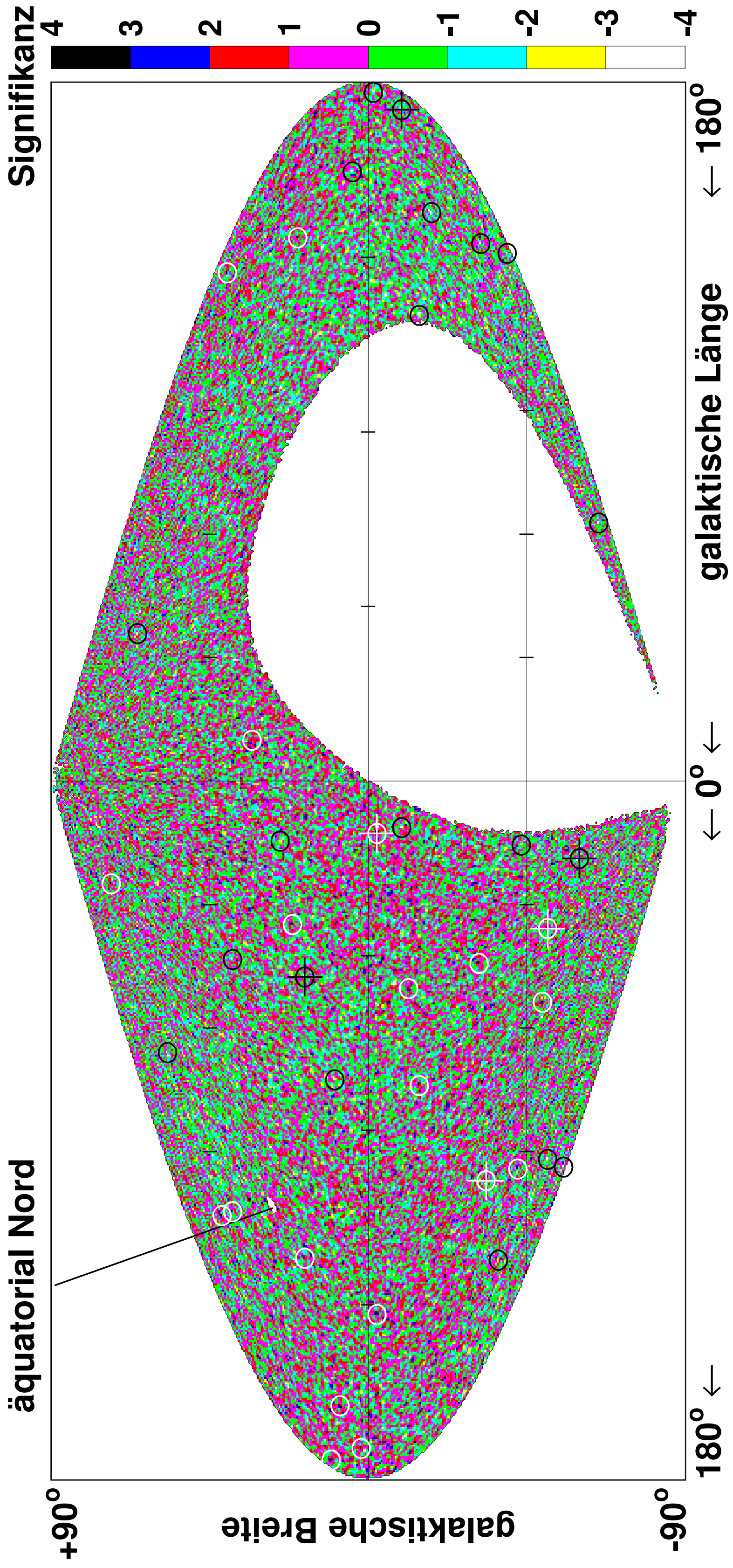


Abb. 10.5: Himmelskarte des Gesamtdatensatzes zum Suchradius von $0.5°$

Suchradius $r = 1.0°$:

Objekt	σ	l_{gal} [°]	b_{gal} [°]	α [°]	δ [°]	Objekt	σ	l_{gal} [°]	b_{gal} [°]	α [°]	δ [°]
1. Quelle	4.34	150.04	42.00	143.81	63.36	1. Senke	-4.21	109.39	12.00	330.20	70.24
2. Quelle	4.25	287.97	35.00	179.22	-26.28	2. Senke	-4.18	206.31	-8.50	92.28	1.95
3. Quelle	4.00	182.86	14.50	102.97	33.09	3. Senke	-4.16	8.25	32.00	243.46	-4.21
4. Quelle	3.95	195.56	21.50	115.52	24.48	4. Senke	-4.09	182.34	-33.00	59.60	7.56
5. Quelle	3.87	29.44	44.50	240.75	16.32	5. Senke	-4.08	270.32	56.50	175.54	-1.92
6. Quelle	3.87	339.89	29.50	227.57	-23.23	6. Senke	-4.01	207.75	-31.00	72.82	-9.56
7. Quelle	3.84	89.79	72.50	205.48	41.22	7. Senke	-3.95	298.27	49.00	189.71	-13.76
8. Quelle	3.74	210.29	54.00	153.18	23.14	8. Senke	-3.94	216.41	-2.00	102.66	-4.01
9. Quelle	3.72	81.13	-66.00	356.95	-8.44	9. Senke	-3.88	162.12	59.00	163.60	48.25
10. Quelle	3.70	192.87	21.50	114.54	26.82	10. Senke	-3.83	205.44	-18.00	83.48	-1.75
11. Quelle	3.68	16.28	42.50	238.22	6.89	11. Senke	-3.83	219.48	-34.00	73.96	-19.82
12. Quelle	3.67	166.93	33.00	122.65	51.75	12. Senke	-3.77	136.54	51.50	173.66	63.55
13. Quelle	3.66	25.03	35.00	248.16	9.28	13. Senke	-3.75	258.95	42.50	161.59	-9.45
14. Quelle	3.63	196.50	50.50	147.60	30.80	14. Senke	-3.75	105.12	36.50	246.59	72.24
15. Quelle	3.62	13.01	-2.50	275.80	-18.83	15. Senke	-3.74	89.97	57.00	221.70	52.10
16. Quelle	3.62	213.36	-56.00	50.09	-22.44	16. Senke	-3.73	225.87	-51.50	56.65	-28.74
17. Quelle	3.60	90.92	-22.50	337.80	31.51	17. Senke	-3.70	127.48	-24.50	18.12	38.19
18. Quelle	3.60	257.42	40.50	159.41	-10.26	18. Senke	-3.67	156.90	-46.50	35.86	10.22
19. Quelle	3.58	44.35	61.00	225.76	28.96	19. Senke	-3.64	123.16	14.00	13.83	76.87
20. Quelle	3.57	268.53	36.00	163.95	-19.03	20. Senke	-3.63	219.16	12.50	116.80	.25

Tab. 10.2: Auflistung der 20 größten Maxima und Minima der Signifikanzkarte 10.7 mit Angabe der zugehörigen Testposition in galaktischen und äquatorialen Koordinaten

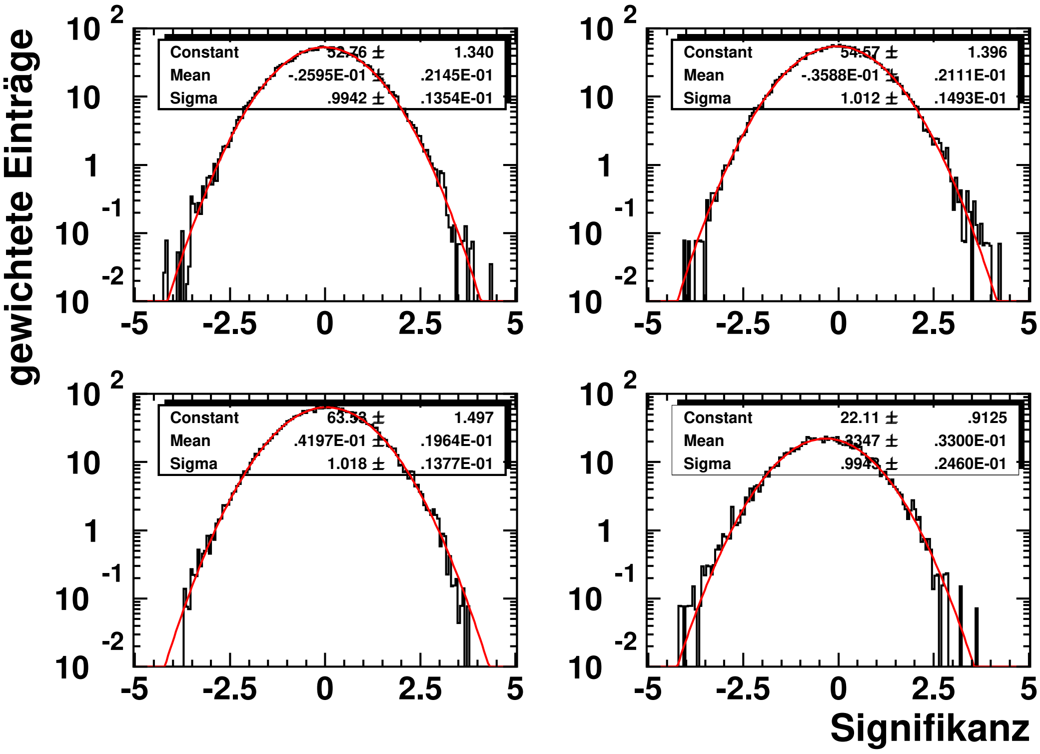


Abb. 10.6: Verteilung der Signifikanzen, gewichtet mit dem reziproken Oversampling-Faktor. Die vier Bilder entsprechen den vier Quadranten der Abb. 10.7 (oben $b \geq 0$, links $l = [0°, 180°]$).

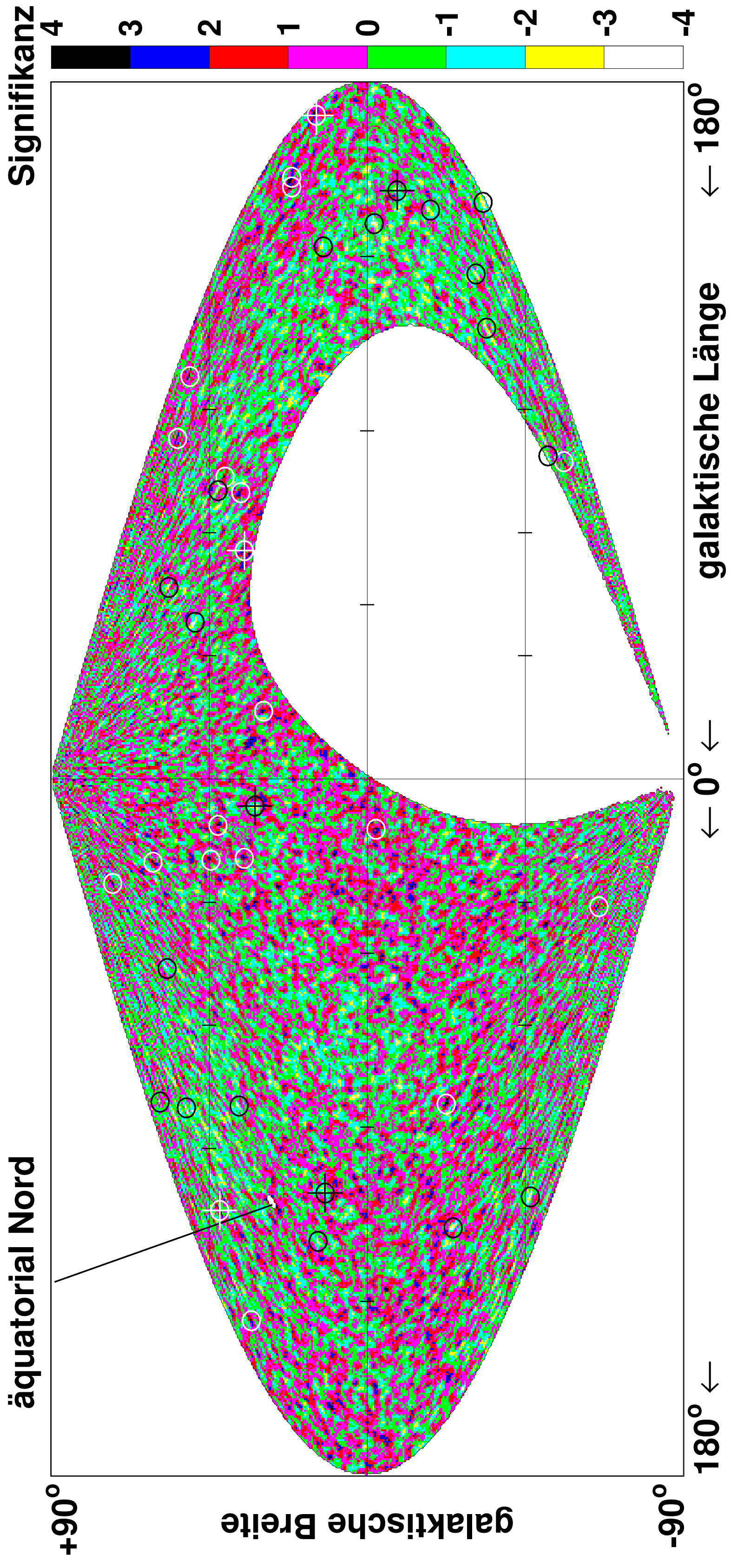


Abb. 10.7: Himmelskarte des Gesamtdatensatzes zum Suchradius von $1.0°$

Suchradius $r = 2.75°$:

Objekt	σ	l_{gal} [°]	b_{gal} [°]	α [°]	δ [°]	Objekt	σ	l_{gal} [°]	b_{gal} [°]	α [°]	δ [°]
1. Quelle	4.55	193.37	22.00	115.24	26.56	1. Senke	-4.91	124.84	41.50	187.13	75.54
2. Quelle	4.16	163.01	9.00	84.96	48.07	2. Senke	-4.63	299.47	48.00	190.47	-14.81
3. Quelle	3.99	349.92	32.50	232.65	-15.49	3. Senke	-4.47	240.97	39.00	149.51	-2.19
4. Quelle	3.98	182.86	14.50	102.97	33.09	4. Senke	-4.39	181.32	-33.50	58.66	7.89
5. Quelle	3.86	53.06	-32.00	320.07	1.04	5. Senke	-4.35	135.35	50.00	173.60	65.23
6. Quelle	3.85	46.73	-26.00	312.06	-.52	6. Senke	-4.33	254.84	22.00	144.61	-22.36
7. Quelle	3.84	111.25	-18.50	357.64	42.99	7. Senke	-4.30	171.42	-37.50	50.10	10.97
8. Quelle	3.83	28.39	9.50	272.34	.33	8. Senke	-4.24	299.62	51.00	190.73	-11.82
9. Quelle	3.73	291.03	35.00	181.94	-26.86	9. Senke	-4.15	131.23	47.00	176.85	69.08
10. Quelle	3.68	31.17	-6.00	287.41	-4.29	10. Senke	-4.03	184.90	-51.50	46.37	-5.54
11. Quelle	3.68	12.01	-2.50	275.30	-19.72	11. Senke	-3.99	155.44	-46.50	34.98	10.71
12. Quelle	3.67	150.51	-27.50	40.94	29.29	12. Senke	-3.98	105.94	49.00	219.30	64.49
13. Quelle	3.65	43.52	-33.00	316.81	-6.38	13. Senke	-3.97	222.49	.50	107.70	-8.27
14. Quelle	3.62	192.92	20.00	112.99	26.24	14. Senke	-3.93	80.07	20.50	282.98	50.42
15. Quelle	3.62	26.22	-13.50	292.03	-11.98	15. Senke	-3.93	229.11	-16.50	94.77	-21.55
16. Quelle	3.54	173.16	-5.00	77.18	31.83	16. Senke	-3.92	94.56	38.50	250.02	63.72
17. Quelle	3.53	10.97	79.50	203.43	22.81	17. Senke	-3.91	219.20	-16.50	90.72	-12.87
18. Quelle	3.51	90.11	-24.50	338.37	29.44	18. Senke	-3.87	114.41	40.50	218.46	74.89
19. Quelle	3.51	191.61	74.50	175.84	31.73	19. Senke	-3.87	57.55	2.50	292.30	22.98
20. Quelle	3.47	97.87	-32.00	349.25	26.24	20. Senke	-3.82	218.31	-3.00	102.63	-6.15

Tab. 10.3: Auflistung der 20 größten Maxima und Minima der Signifikanzkarte 10.9 mit Angabe der zugehörigen Testposition in galaktischen und äquatorialen Koordinaten

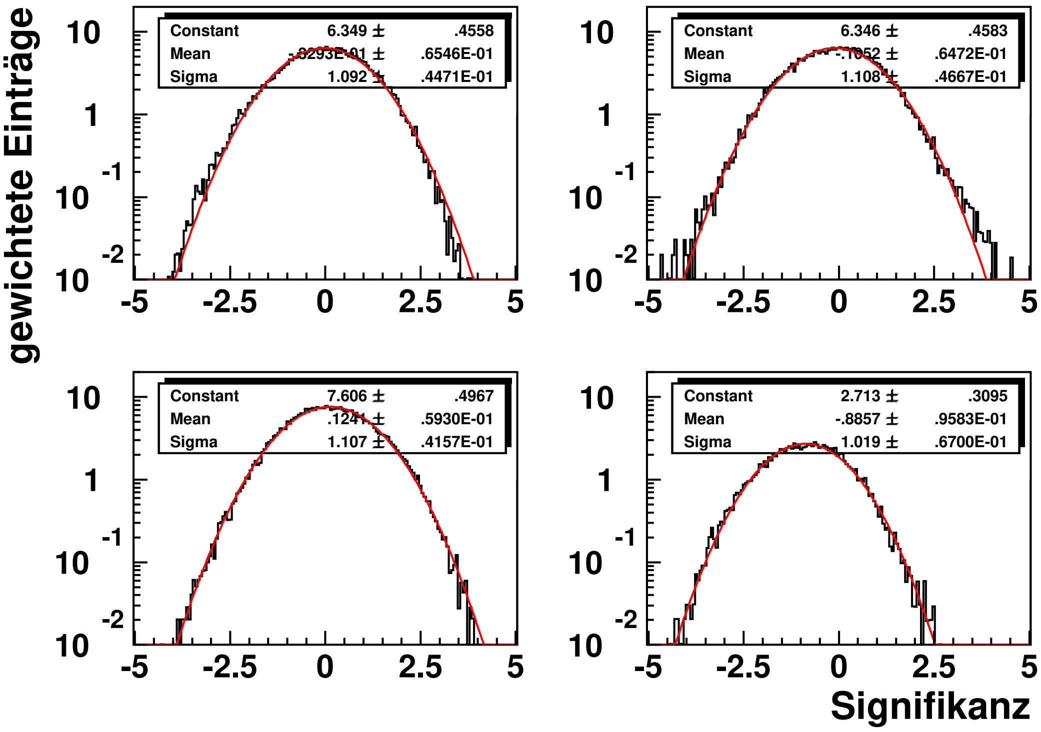


Abb. 10.8: Verteilung der Signifikanzen, gewichtet mit dem reziproken Oversampling-Faktor. Die vier Bilder entsprechen den vier Quadranten der Abb. 10.9 (oben $b \geq 0$, links $l = [0°, 180°]$).

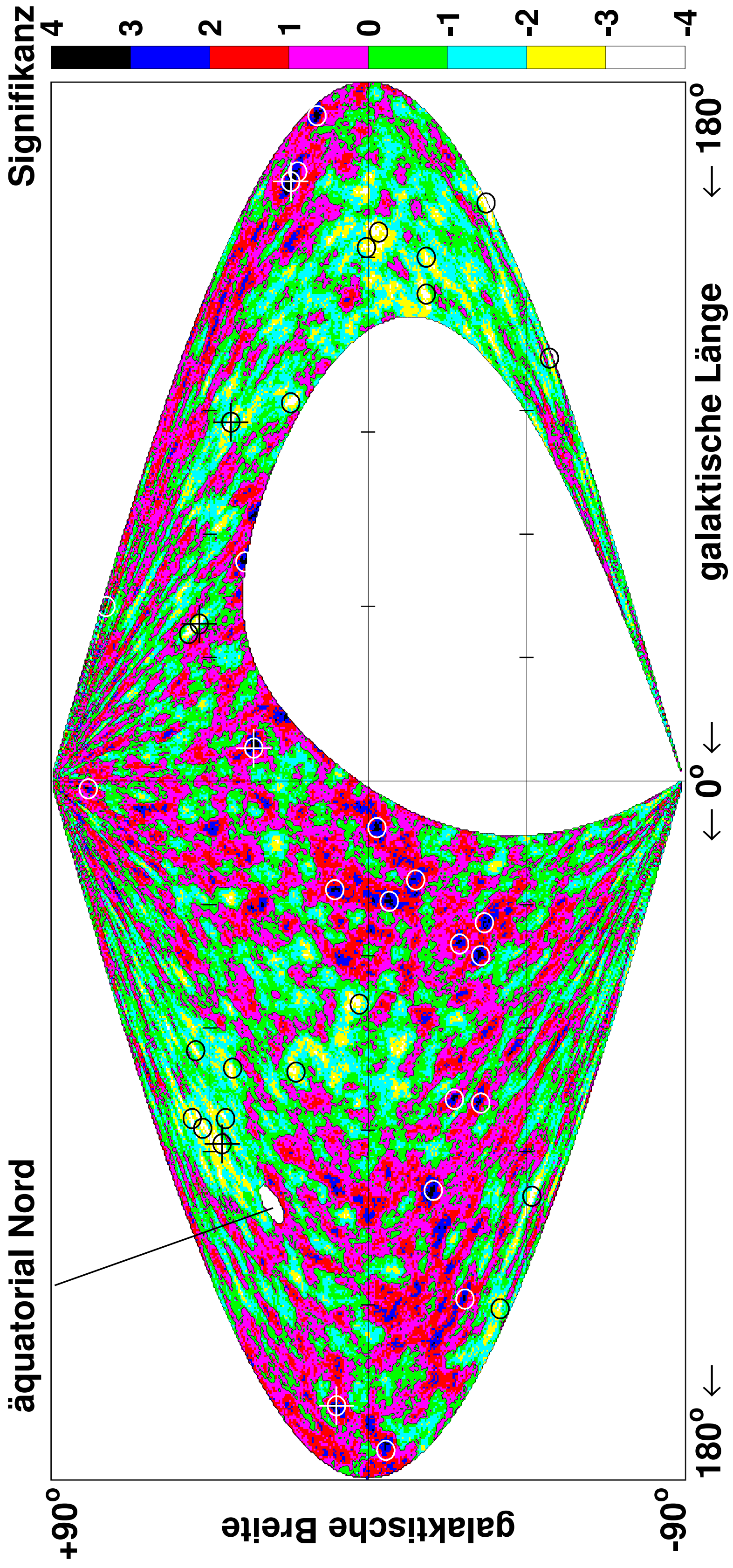


Abb. 10.9: Himmelskarte des Gesamtdatensatzes zum Suchradius von $2.75°$

Suchradius $r = 5.0°$:

Objekt	σ	l_{gal} [°]	b_{gal} [°]	α [°]	δ [°]	Objekt	σ	l_{gal} [°]	b_{gal} [°]	α [°]	δ [°]
1. Quelle	4.35	30.84	-8.50	289.50	-5.71	1. Senke	-5.71	219.95	-1.50	104.73	-6.93
2. Quelle	4.28	192.90	19.00	111.94	25.90	2. Senke	-5.68	128.85	42.50	176.95	73.89
3. Quelle	4.22	27.15	6.00	274.88	-2.38	3. Senke	-5.23	133.01	48.00	174.89	67.70
4. Quelle	4.17	29.05	-3.50	284.21	-5.04	4. Senke	-5.18	244.04	37.50	149.87	-5.00
5. Quelle	4.16	44.42	-38.00	321.60	-8.11	5. Senke	-4.77	157.00	-49.00	34.64	8.02
6. Quelle	4.02	149.93	-21.50	43.82	34.80	6. Senke	-4.63	95.40	41.00	244.24	63.48
7. Quelle	4.01	9.50	-1.00	272.62	-21.21	7. Senke	-4.63	140.41	53.00	170.93	61.05
8. Quelle	3.96	46.08	-28.50	313.94	-2.27	8. Senke	-4.58	234.96	-9.00	104.72	-23.64
9. Quelle	3.93	135.24	-6.00	34.44	54.80	9. Senke	-4.54	183.12	-33.50	59.62	6.74
10. Quelle	3.88	110.32	-17.00	355.92	44.21	10. Senke	-4.53	134.46	40.00	159.20	73.97
11. Quelle	3.80	193.71	23.50	116.94	26.78	11. Senke	-4.37	158.39	-45.00	37.56	10.96
12. Quelle	3.72	347.81	30.50	232.65	-18.18	12. Senke	-4.34	227.82	-3.00	107.03	-14.61
13. Quelle	3.68	68.59	79.50	203.01	32.88	13. Senke	-4.31	116.22	43.00	210.07	73.22
14. Quelle	3.64	109.50	.00	345.22	59.96	14. Senke	-4.29	222.68	-16.00	92.62	-15.70
15. Quelle	3.62	27.31	-14.00	292.96	-11.24	15. Senke	-4.25	172.58	-35.50	52.19	11.79
16. Quelle	3.59	175.67	-5.00	78.88	29.81	16. Senke	-4.17	230.89	-14.50	97.48	-22.32
17. Quelle	3.57	18.28	-10.00	285.32	-17.51	17. Senke	-4.11	219.24	3.50	108.86	-4.00
18. Quelle	3.52	191.67	40.50	135.41	32.79	18. Senke	-4.07	233.38	-2.50	110.18	-19.30
19. Quelle	3.48	179.97	16.00	103.35	36.24	19. Senke	-4.06	219.14	-21.00	86.48	-14.67
20. Quelle	3.48	180.03	16.00	103.37	36.19	20. Senke	-4.03	299.63	48.50	190.60	-14.31

Tab. 10.4: Auflistung der 20 größten Maxima und Minima der Signifikanzkarte 10.11 mit Angabe der zugehörigen Testposition in galaktischen und äquatorialen Koordinaten

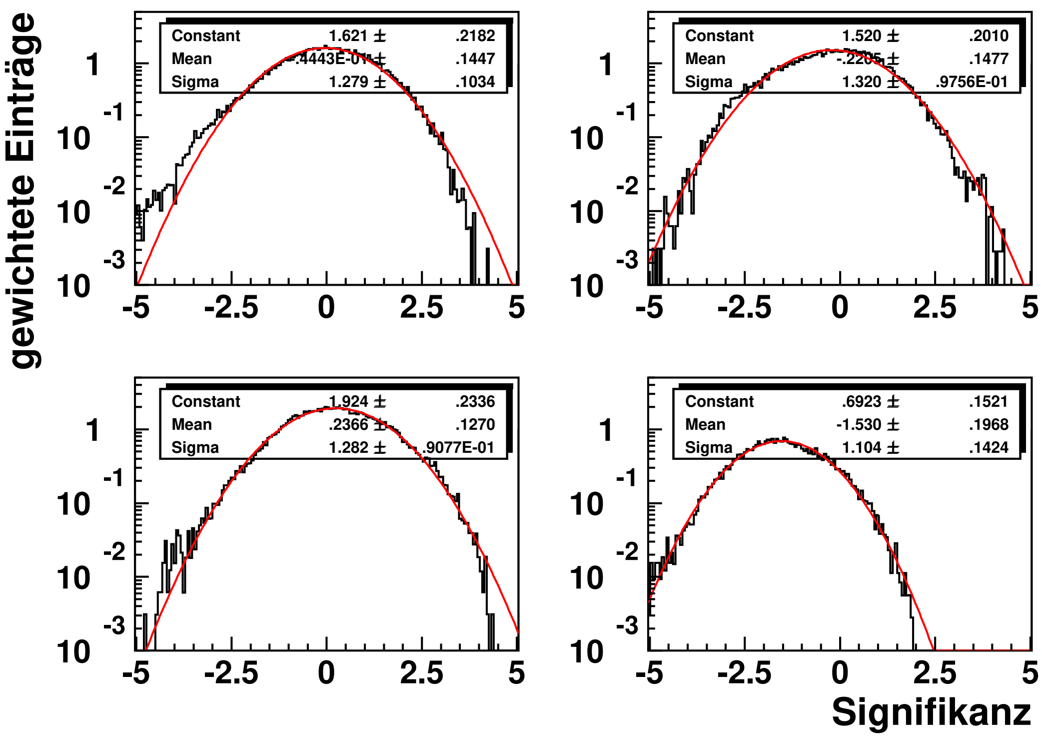


Abb. 10.10: Verteilung der Signifikanzen, gewichtet mit dem reziproken Oversampling-Faktor. Die vier Bilder entsprechen den vier Quadranten der Abb. 10.11 (oben $b \geq 0$, links $l = [0°, 180°]$).

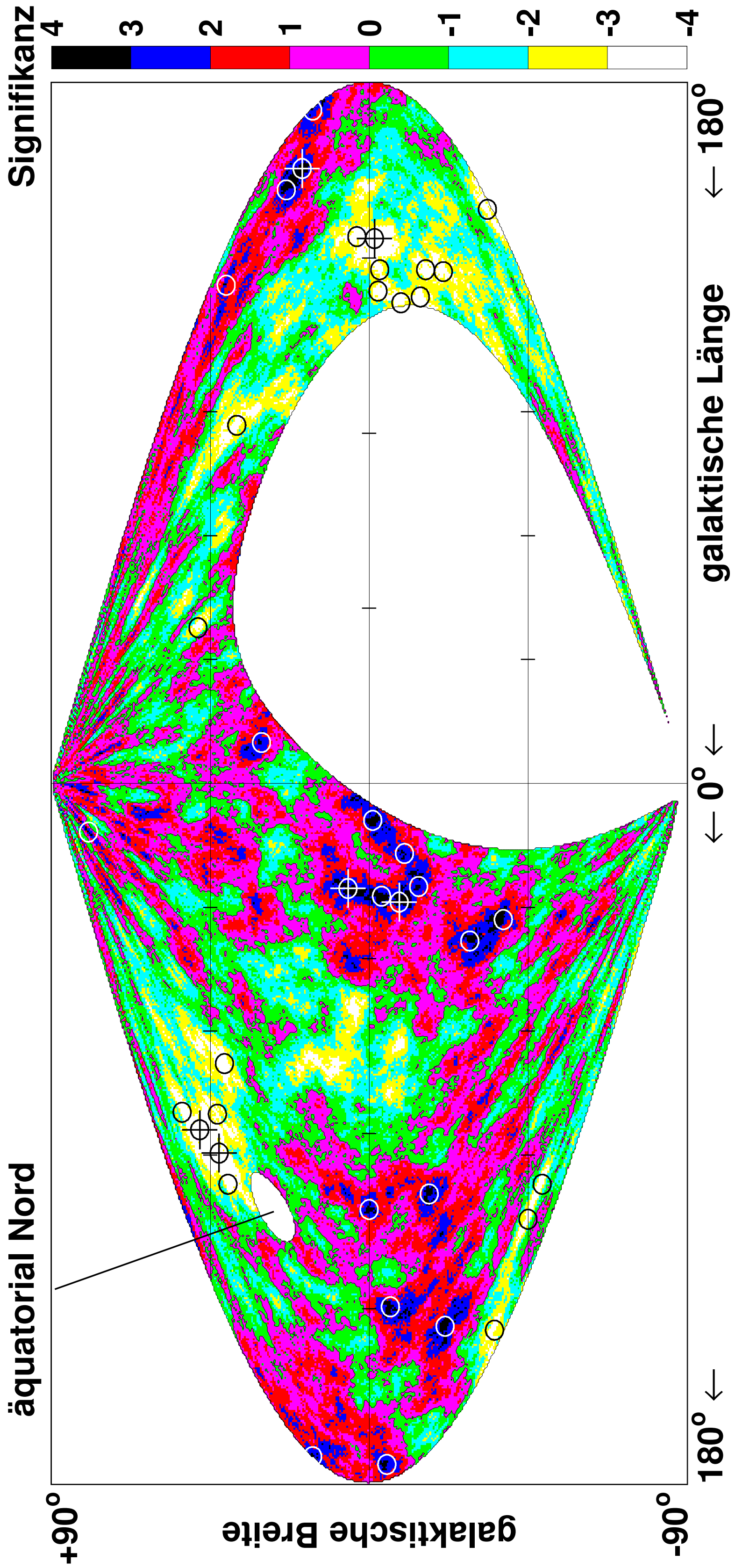


Abb. 10.11: Himmelskarte des Gesamtdatensatzes zum Suchradius von $5.0°$

Suchradius $r = 10.0°$:

Objekt	σ	l_{gal} [°]	b_{gal} [°]	α [°]	δ [°]	Objekt	σ	l_{gal} [°]	b_{gal} [°]	α [°]	δ [°]
1. Quelle	5.45	25.72	-7.50	286.32	-9.80	1. Senke	-7.56	128.53	41.00	175.91	75.38
2. Quelle	5.29	44.63	-34.00	318.14	-6.05	2. Senke	-6.65	225.13	-6.50	102.56	-13.80
3. Quelle	4.65	32.02	2.00	280.66	.10	3. Senke	-6.43	99.95	43.50	235.45	65.26
4. Quelle	4.59	138.73	-15.00	34.76	45.17	4. Senke	-6.30	135.86	51.00	173.99	64.19
5. Quelle	4.54	193.41	21.50	114.73	26.35	5. Senke	-6.27	222.24	3.50	110.26	-6.65
6. Quelle	4.26	176.63	19.50	106.07	40.46	6. Senke	-5.78	213.91	-2.00	101.53	-1.78
7. Quelle	4.10	22.07	4.50	273.83	-7.55	7. Senke	-5.78	220.40	-25.50	82.64	-17.50
8. Quelle	4.06	172.66	2.50	84.32	36.48	8. Senke	-5.30	241.41	41.00	151.29	-1.21
9. Quelle	4.03	199.92	37.50	133.63	25.88	9. Senke	-5.07	177.73	-37.50	53.68	7.44
10. Quelle	4.03	183.88	18.00	107.29	33.50	10. Senke	-5.00	126.83	56.50	188.49	60.50
11. Quelle	4.02	119.21	-17.00	7.76	45.72	11. Senke	-4.98	182.51	-35.50	57.75	5.86
12. Quelle	3.91	155.31	-22.00	48.58	31.74	12. Senke	-4.96	218.83	-17.00	90.10	-12.76
13. Quelle	3.90	202.01	26.00	122.36	20.58	13. Senke	-4.83	244.48	31.50	145.47	-9.13
14. Quelle	3.87	70.22	78.50	203.85	33.66	14. Senke	-4.56	74.48	6.50	297.89	39.65
15. Quelle	3.61	115.30	-25.00	4.15	37.36	15. Senke	-4.56	185.76	-41.50	54.64	.13
16. Quelle	3.53	180.25	8.00	94.67	32.64	16. Senke	-4.49	232.38	2.50	114.29	-16.03
17. Quelle	3.48	140.40	-6.50	42.10	52.36	17. Senke	-4.49	200.92	-45.50	57.21	-11.27
18. Quelle	3.48	110.07	-8.00	351.52	52.73	18. Senke	-4.40	161.30	-43.50	40.17	11.09
19. Quelle	3.44	12.75	85.50	197.54	25.50	19. Senke	-4.28	226.19	21.50	127.92	-1.31
20. Quelle	3.43	42.51	1.50	285.91	9.21	20. Senke	-4.26	114.54	65.50	198.41	51.27

Tab. 10.5: Auflistung der 20 größten Maxima und Minima der Signifikanzkarte 10.12 mit Angabe der zugehörigen Testposition in galaktischen und äquatorialen Koordinaten

Die eindimensionalen Verteilungen der Signifikanzen für den Sichradius von $10°$ werden nicht mehr dargestellt. Bei diesem Suchradius ist der Wert der Oversamplingfaktors, also die statistische Abhängigkeit der einzelnen Testpositionen, so groß, daß bei Simulationen (vergleiche Anhang B) eine sehr große Aufweitung und eine deutliche Asymmetrie der Verteilung auftrat. Bei Erzeugung einer N(0,1)-Verteilung mittels Zufallsgenerator wurden bei einer Simulation des Oversamplings Verbreiterungen im Bereich einer N(0,[2 ... 3])-Verteilung und eine Verschiebung der Mittelwerte zu einer N([-1.5 ... 1.5],[2 ... 3])-Verteilung ermittelt.

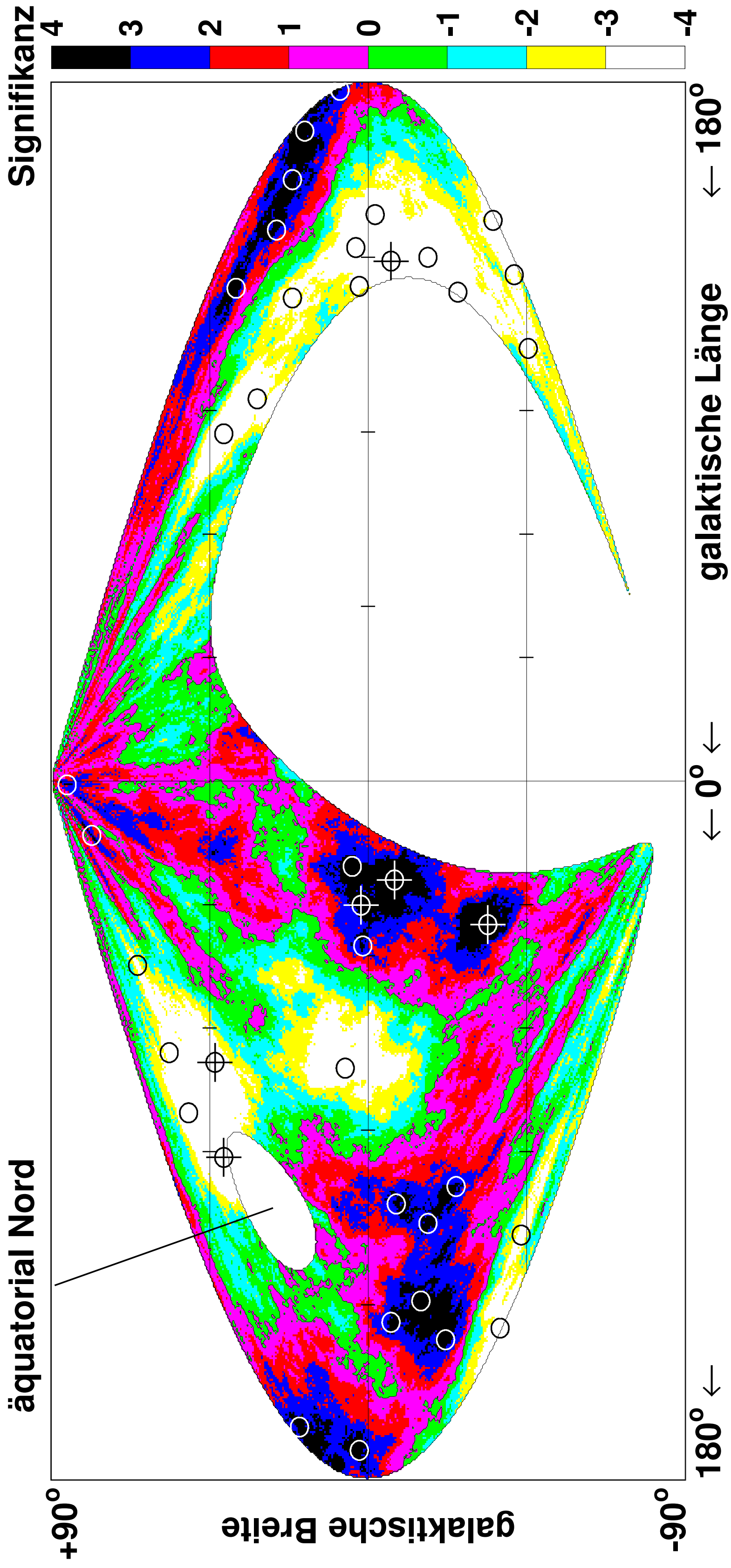


Abb. 10.12: Himmelskarte des Gesamtdatensatzes zum Suchradius von $10.0°$

10.4 Himmelskarten der neun zeitlich getrennten Teildatensätze

Im vorherigen Abschnitt wurde der Gesamtdatensatz von 450 Millionen Schauern, gemessen mit dem HEGRA Szintillator-Feld, mit unterschiedlichen Suchradien analysiert. Es zeichnet sich eine Bandstruktur erhöhter Signifikanz ab, die mit wachsendem Suchradius deutlicher hervortritt.

Hier sollen nun die zeitlich getrennten neun Teildatensätze (siehe Kapitel 6) untersucht werden. Vergleicht man die Signifikanz an einer Himmelsposition in jeweils zwei der neun Teildatensätzen, so zeigt sich mit wachsendem Suchradius eine stärker werdende Korrelation. Diese Korrelation fällt für einige Paare der Datensätze negativ, für die Mehrheit jedoch positiv aus.

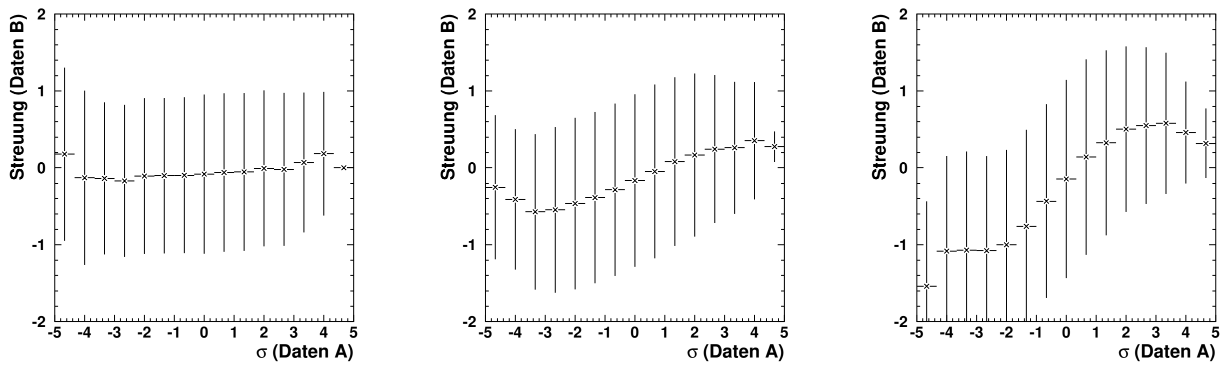


Abb. 10.13: Korrelation der Teildatensätze am Beispiel der Teildatensätze '4' (hier 'Daten A') und '5' (hier 'Daten B') für drei Suchradien (von links: $r = 1.0°$, $r = 2.75°$, $r = 5.0°$). Die Fehlerbalken geben die statistische Streuung der Signifikanzen des Datensatzes B als Funktion der Signifikanz in Datensatz A wieder.

Abbildung 10.13 zeigt dieses Verhalten exemplarisch für die Teildatensätze '4' und '5' (siehe Tab. 10.6). Es werden die Himmelskarten der beiden Teildatensätze zu verschiedenen Suchradien betrachtet und die Signifikanzen der Testpositionen gegeneinander aufgetragen.

Datensatz	Umfang [M Evt]	Beginn	Ende	Dauer [Tage]	Mitte
1	28.027	28.11.93	02.04.94	125	29.01.94
2	51.272	02.04.94	30.06.94	89	17.05.94
3	62.960	30.06.94	13.10.94	105	21.08.94
4	58.049	13.10.94	28.01.95	107	05.12.94
5	70.477	28.01.95	19.06.95	142	09.04.95
6	43.911	19.06.95	14.10.95	117	16.08.95
7	44.149	14.10.95	12.01.96	90	28.11.95
8	61.206	12.01.96	09.04.96	88	25.02.96
9	29.139	09.04.96	01.06.96	53	05.05.96
Gesamt	449.191	28.11.93	01.06.96	916	02.03.95

Tab. 10.6: Zeitliche Einordnung der neun Teildatensätze der Selektion nach Kapitel 6 (vergleiche Tab. 6.4)

Die Signifikanzverteilung für kleine Suchradien zeigt keine Korrelation der beiden Teildatensätze. Dies ist auf Grund der fehlenden hoch signifikanten Einzelquellen auch nicht zu erwarten gewesen. Mit wachsendem Suchradius bildet sich eine positive Korrelation der beiden Teildatensätze mit einem Korrelationskoeffizienten von 0.25 bei einem Suchradius von $5°$ aus.

Die zeitliche Fluktuation der Signifikanzen in den Himmelskarten tritt am deutlichsten für große Suchradien hervor. Zur Dokumentation werden in der Abbildung 10.14 die Karten der neun Teildatensätze mit einem Suchradius von $5°$ entsprechend der Karte 10.11 aufgeführt. Zur besseren Übersicht werden lediglich positive Signifikanzen dargestellt und die Abstände der Testpositionen wurden auf $2°$ heraufgesetzt. Die Skalierung ist für alle Karten auf 0σ bis 4σ festgesetzt, wobei die durchgezogene Linie 0σ markiert und die schwarzen Bereiche eine Signifikanz von $\geq 3.5\sigma$ beschreiben.

Es ist nach Abbildung 10.14 offensichtlich, daß die Karten der Teildatensätze nicht alle die gleiche Struktur zeigen und damit auch Paare von Datensätzen zu finden sind, die negative Korrelation zeigen.

Die eindimensionale Verteilung der Signifikanzen aus Abbildungen 10.11 zeigt eine Breite von 1.2σ auf. Da dieser Wert aus einer Analyse mit hohem Oversamplingfaktor entnommen ist, kann hier nicht geschlossen werden, ob es sich um eine Fluktuation bedingt durch die Art der Darstellung oder um eine Andeutung eines Signals handelt. Eine Analyse der Karten ohne einen hohen Oversamplingfaktor wird in Kapitel 11 durchgeführt.

Ein Vergleich von je zwei Karten aus ähnlichen Jahreszeiten des 2.5 Jahre umfassenden Datensatzes zeigt keine systematische Ähnlichkeit der Karten und ein jahreszeitlicher Einfluß der Meßbedingungen auf die Untergrundbestimmung ist auszuschließen.

10.5 Zusammenfassung und Ausblick

Nach dem in Kapitel 9 beschriebenen Verfahren wurden Signifikanzkarten des Himmels erstellt, wie er sich aus HEGRA Szintillator-Feld Daten darstellt.

- Die Signifikanzen der Testpositionen mit kleinem Suchradius von $0.5°$ spiegelt eine N(0,1)-Verteilung und damit eine reine statistische Fluktuation wieder.
- Es konnte in Übereinstimmung mit anderen Analysen keine Punktquelle der kosmischen Gammastrahlung nachgewiesen werden, die sich gegen die Gesamtheit aller Testpositionen abhebt.
- Ein Signal der galaktischen Scheibe, wie es sich in anderen Wellenlängenbereichen dominant abhebt, konnte nicht offensichtlich gezeigt werden.
- Es deutet sich eine Bandstruktur erhöhter Signifikanzen an, die sich um die galaktische Ebene windet.
- Eine Korrelation der Testpositionen zweier Teildatensätze deutet sich erst bei großen Suchradien an. Diese Korrelationen fallen für einige Kombinationen der Teildatensätze auch negativ aus.

Es sei nochmals betont, daß die Basiskarte, bzw. deren Modifikation nach Abbildung 10.2, nur statistisch unabhängige Bins enthält. In der zugehörigen Signifikanzverteilung ist keine Untermenge zu identifizieren, die von einer N(0,1)-Verteilung abweicht. Dies interpretieren wir als Nachweis einer korrekten Untergrundbestimmung, da insbesondere eine ungenügende Datenselektion oder Wetterkorrektur Himmelsbereiche erzeugte, die von einer solchen Verteilung deutlich abwichen.

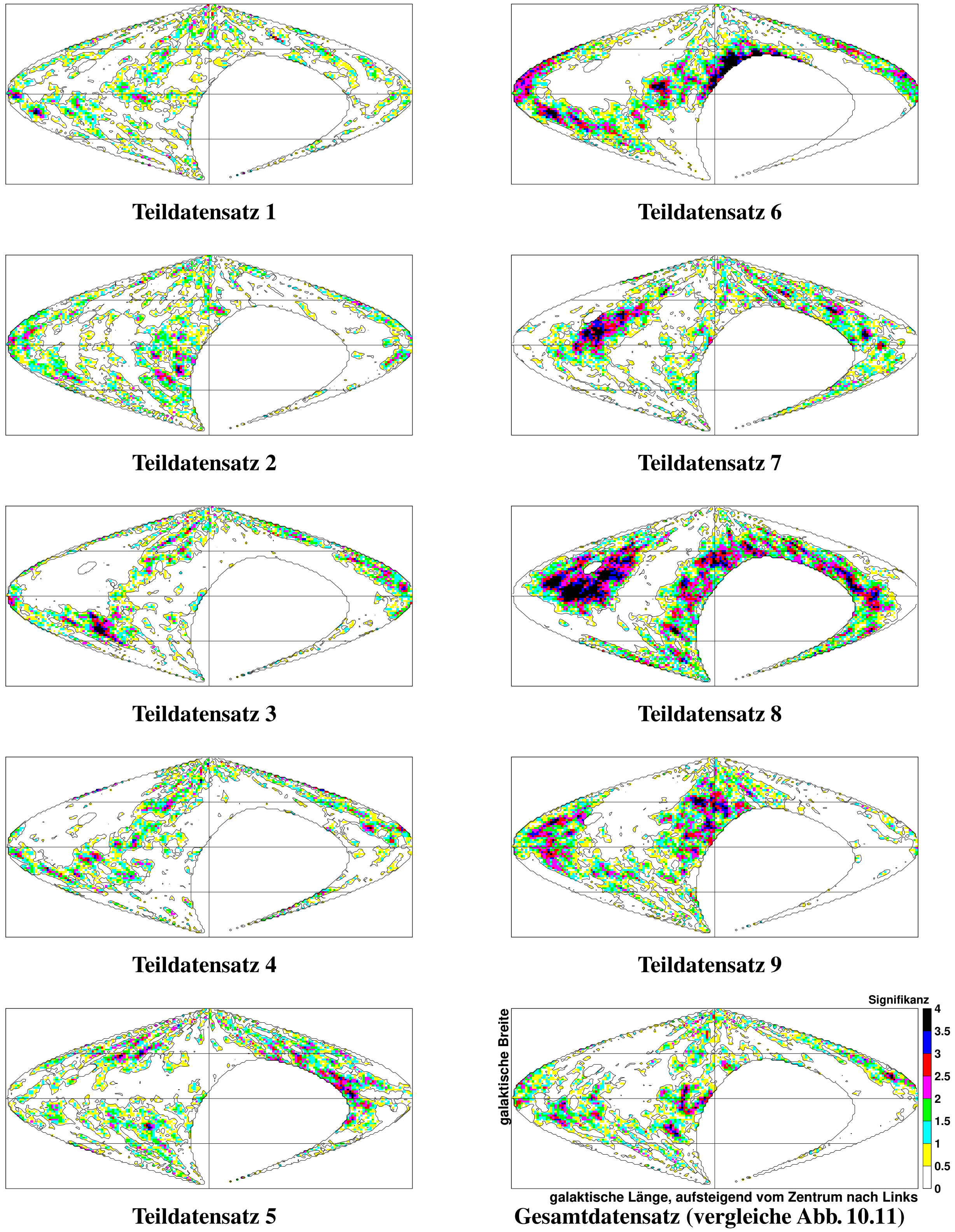


Abb. 10.14: Himmelskarten der Teildatensätze '1' bis '9' und des Gesamtdatensatzes (vergleiche Tab. 10.6). Der Suchradius beträgt für alle Karten $5°$. Alle Karten sind in der Signifikanzamplitude eingegrenzt und entsprechen der Abbildung der Gesamtdaten (unten, links). Das Koordinatensystem ist eine Sinusprojektion in galaktische Koordinaten. Die galaktische Länge wächst vom Zentrum nach links und galaktisch Nord ist oben. Die zeitliche Einordnung ist Tab. 10.6 zu entnehmen.

11. Anisotropie als prominentes Band

Im vorhergehenden Kapitel wurden fünf Himmelskarten des Gesamtdatensatzes zu unterschiedlichen Suchradien dargestellt. Mit wachsendem Suchradius tritt eine Bandstruktur erhöhter Signifikanzen hervor. Die Himmelskarten der neun zeitlich getrennten Teildatensätze zum Suchradius 5° zeigten teilweise ebenfalls eine Bandstruktur. Eine eindeutige Korrelation der Signifikanzen in je zwei Karten konnte jedoch nicht gefunden werden. Als Arbeitshypothese gehen wird davon aus, daß sich die Bandstruktur im Gesamtdatensatz aus einem realen Signal und statistischen Fluktuationen in den Teildatensätzen zusammensetzt. In den Teildatensätzen ist danach die Struktur durch die kleinere Anzahl von Schauern und damit größere statistische Unsicherheit von Fluktuationen überdeckt.
Es existieren mehrere theoretische Vorhersagen einer räumlichen Anisotropie der Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung in Form eines Bandes, das sich über den gesamten Himmel erstreckt. Ein solches Signal wird zumeist in Relation zur Symmetrie einer Materieverteilung gesetzt. So wird z.B. als Ursprung galaktischer Gammastrahlung die Ebene der Michstraße diskutiert. Die supergalaktische Ebene wird als Ursprungsregion der höchstenergetischen kosmischen Strahlung diskutiert. Unter dieser Hypothese kann ein photonisches Signal aus der supergalaktischen Ebene als Folge von intergalaktischen Kaskaden (siehe Kapitel 1.2.4) existieren.

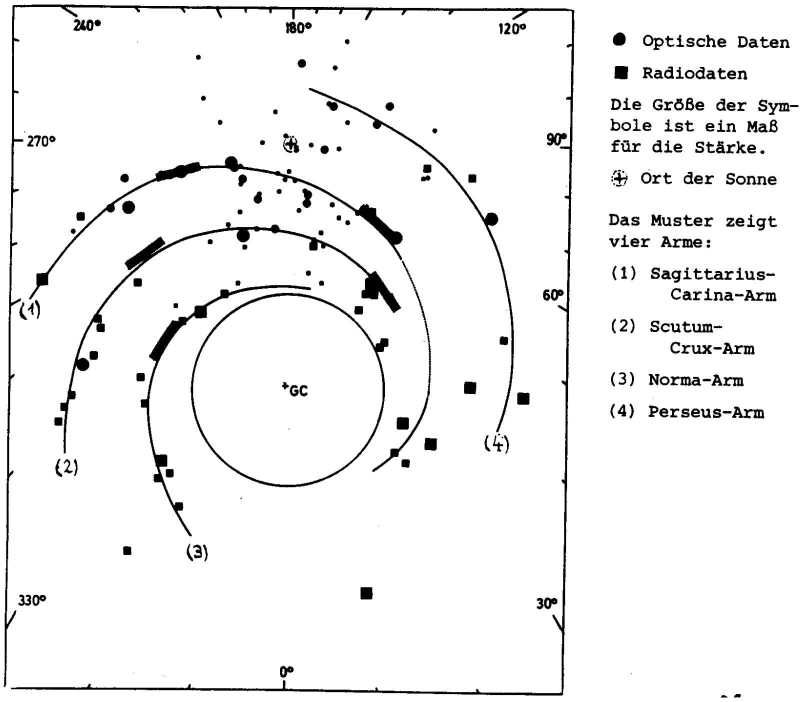


Abb. 11.1: Struktur der Milchstraße, betrachtet vom galaktischen Nordpol (nach [Georgelin & Georgelin, 1976])

Die Breite der galaktischen Ebene wird sowohl in Modellrechnungen zur Vorhersage des Signalbeitrags kosmischer Gammastrahlung als auch bei der Signalsuche durch andere Experimente zu $|b| \leq 5^\circ$ gewählt. Wir stützen daher unsere Analysen in diesem Kapitel auf Himmelskarten des Gesamt- und der Teildatensätze zum **Suchradius von 5°**.

Wir werden nach einem Signal der Äquatorialebenen in vier Koordinatensystemen suchen (galaktische und supergalaktische Ebene, Gould- und Dolidze-Gürtel). Anschließend wird ein Koordinatensystem gesucht, in welchem der Signalbeitrag der Äquatorialebene maximal wird.

11.1 Die galaktische Ebene

Die dominante Struktur am MeV-Photonen-Himmel ist die galaktische Ebene, also die Symmetrieebene der Milchstraße (vergleiche z.B. Abb. 1.3).
Die Milchstraße (Abb. 11.1) ist eine Spiralgalaxie, die aus einem Scheibenkörper mit einem ausgedehnten Halo besteht. Der Radius der Scheibe beträgt $R = 12\,\mathrm{kpc}$ und die Dicke $z = 0.5\,\mathrm{kpc}$. Das Zentrum besteht aus einem nahezu kugelsymmetrischen Kern von 2.5 kpc Radius. Die Entfernung der Sonne vom Zentrum beträgt 8.5 kpc. Der Halo erstreckt sich bis zu einen Radius von 15 kpc.

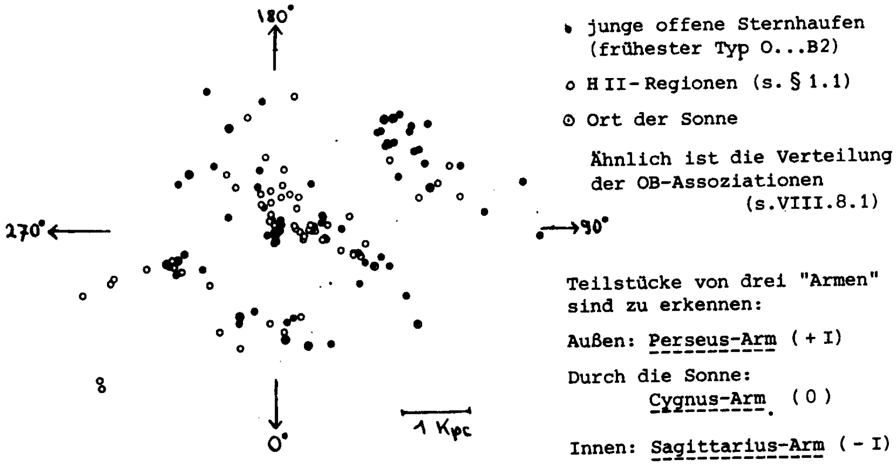


Abb. 11.2: Ausschnitt der Milchstraße um den lokalen Spiralarm (nach [Voigt, 1991]). Die Sonne liegt zentral in der Abbildung. Es ist zu beachten, daß die benachbarten Hauptspiralarme *nicht* in vollständiger Breite enthalten sind.

Die Sonne befindet sich am, dem Zentrum zugewandten, Rand eines lokalen Spiralarms (vergleiche Abb. 11.2), ungefähr 2/3 von seinem Zentrum entfernt. Dieser lokale Arm (Cygnus Arm) ist im Vergleich zu den vier Hauptarmen (nach [Georgelin & Georgelin, 1976], vergleiche Abb. 11.1) weniger ausgeprägt. Bei einer galaktischen Länge von l=60° bis l=80° schaut man in diesen lokalen Spiralarm in Richtung galaktisches Zentrum hinein. Der lokale Arm ist um $\sim 20°$ gegen den galaktischen Äquator geneigt, wobei er sich der Sonnenposition vom galaktischen Zentrum ausgehend aus Richtung Süden (negative galaktische Breite) nähert. Der Querschnitt des Arms hat einen Radius von ~300 pc.
Weiter außen liegt der Perseusarm (Nr. 4 in Abb. 11.1) und weiter innen der Sagittariusarm (Nr. 1). Der lokale Arm verläuft nicht parallel zu den beiden Nachbarn, sondern windet sich deutlich schneller nach außen. In Spiralrichtung einwärts fängt der Arm scheinbar erst vor einigen Armdurchmessern an, während er sich nach außen scheinbar dem Perseusarm anschließt (siehe hierzu z.B. [Voigt, 1991]).

11.1.1 Messungen der galaktischen Scheibe im keV und MeV-Bereich

Die galaktische Ebene wurde im Röntgenbereich erstmals von dem Satelliten OSO 3 [Kraushaar et al., 1972] und Ballonflügen in großen Höhen [Fichtel et al., 1972] nachgewiesen. Die Daten der Satelliten SAS 2 [Fichtel et al., 1975] und COS B

[Mayer-Hasselwander et al., 1982] erlaubten eine detailliertere Vermessung der galaktischen Ebene.
Mit dem EGRET Experiment wurde kosmische Gammastrahlung aus der galaktischen Scheibe bis zu einer Energie von 50 GeV nachgewiesen [Hunter et al., 1997]. In [Hunter et al., 1997] wird die EGRET Messung mit einer detaillierten Modellvorstellung des Strahlungsursprungs verglichen. Hiernach ist im GeV Bereich der Flußbeitrag der π^0-Produktion dominant in der Intensität, gefolgt von Elektronbremsstrahlung und inversem Compton-Effekt.
Der Fluß isotroper extragalaktischer Photonen $\Phi_{\gamma,isotrop}$ wird von der EGRET Kollaboration mit Gleichung 11.1 angegeben [Sreekumar et al., 1998]. Für die galaktische Scheibe wird von EGRET kein einzelnes Spektrum, sondern Analysen des Spektrums einzelner Raumbereiche veröffentlicht [Hunter et al., 1997]. Hieraus leiten wir mit Gleichung 11.2 einen mittleren Fluß für den von HEGRA sichtbaren Bereich $20° \leq l \leq 250°$ und $|b| \leq 5°$ der galaktischen Scheibe $\Phi\gamma, gs$ ab. Der Spektralindex mit $\gamma = 1.0$ wird direkt [Hunter et al., 1997] entnommen.

$$\Phi_{\gamma,\text{isotrop}}(E > 100\text{MeV}) = 1.17 \cdot 10^{-5}[\text{cm}^2 \text{ s sr}]^{-1} \quad \text{mit } \gamma = 1.1 \tag{11.1}$$

$$\Phi_{\gamma,\text{gs}}(E > 1\text{GeV}) = 0.5 \cdot 10^{-8}[\text{cm}^2 \text{ s sr}]^{-1} \quad \text{mit } \gamma = 1.0 \tag{11.2}$$

Extrapoliert auf eine Energie von 1 TeV ergeben sich im Vergleich zum Fluß der kosmischen Strahlung (Gl. 1.6) die Verhältnisse $\Phi_{\gamma,isotrop}/\Phi_{KS} = 3.4 \cdot 10^{-5}$ und $\Phi_{\gamma,gs}/\Phi_{KS} = 4.3 \cdot 10^{-3}$.
Die galaktische Scheibe wurde bei einer Energie $E \geq 50$ GeV bisher nicht als Signalquelle nachgewiesen.

11.1.2 Beiträge diffuser Photonstrahlung

Im MeV Bereich ist die Gammastrahlung der galaktischen Scheibe das hellste Objekt am Himmel. Den größten Beitrag liefert hierbei die sogenannte diffuse Photonstrahlung, wobei 'diffus' den Anteil der kosmischen Strahlung bezeichnet, der sich nicht eindeutig einer Punkt-Quelle zuordnen läßt. Dieser kann zum einen in der Erzeugung durch π^0-Produktion, die keine lokalisierte Quelle benötigt, begründet sein oder durch die Kombination vieler Quellen mit nicht einzeln nachweisbarem Fluß verursacht werden. Eine weitere diffuse Komponente der Photonstrahlung kann durch hochenergetische Elektronen und dem damit verbundenen inversen Compton-Effekt erzeugt werden.
Eine obere Grenze des Photonen-Flusses der galaktischen Scheibe bildet das extrapolierte EGRET Spektrum unter Verwendung eines konstanten Spektralindex von $\gamma = 1.0$. Hiermit ist kein Exzeß oberhalb von $\Phi_\gamma/\Phi_{KS} = 10^{-3}$ zu erwarten.

π^0-Produktion der kosmischen Teilchenstrahlung an der interstellaren Materie

Die π^0-Produktion bildet in den theoretischen Modellen die Basis der diffusen Photon Komponente. Sie stellt die kleinste zu erwartende Intensität dar, ist aber auch die einzige, zu der quantitative Modellrechnungen existieren. Die anderen Beiträge sind in ihrer Intensität lediglich durch experimentelle Messungen eingeschränkt.
Die π^0-Produktion erfolgt durch die Wechselwirkung der kosmischen Teilchenstrahlung, hauptsächlich Protonen, mit dem Gas der Milchstraße. Die dabei entstehenden neutralen Pionen zerfallen dann in Photonen. Hierdurch wird im TeV Bereich ein Photon-Spektrum mit demselben Spektralindex wie der der Teilchenstrahlung erwartet. Oberhalb von rund 100 TeV ist ein Anstieg des Spektralindex der Photonen gegen den der kosmischen Teilchenstrahlung zu erwarten, da hier durch $e^{\pm}$-Paarproduktion an der 3 K Hintergrundstrahlung ein Teil der Photonen 'absorbiert' wird. Die absolute Intensität skaliert hierbei linear mit der Wasserstoffsäulendichte des intergalaktischen Mediums.
In mehreren Veröffentlichungen (z.B. [Chardonnet et al., 1994, Aharonian & Cronin, 1994,

Aharonian, 1995a, Stecker et al., 1996]) wird für das Energieintervall von 1 TeV bis 100 TeV ein Verhältnis der Flüsse Φ_γ/Φ_{KS} berechnet, dessen Amplitude mit $(2\ldots4)\times 10^{-5}$ bestimmt wird. Hierbei wird jeweils ausschließlich der Beitrag der π^0-Produktion zur galaktischen Gammastrahlung Φ_γ aus der galaktischen Scheibe mit der Ausdehnung $|b|\leq 5^\circ$ betrachte. Diese Ausdehnung steht in guter Übereinstimmung mit den EGRET Messungen.

Inverse Compton-Streuung von Elektronen und Positronen

Eine weitere Möglichkeit der Erzeugung hochenergetischer Photonen stellt der inverse Compton-Effekt (IC) dar. Hierbei werden Photonen der Hintergrundstrahlung (3 K Strahlung und angrenzende Bereiche) an hochenergetischen Elektronen oder Positronen gestreut und dabei zu hohen Energien beschleunigt.

Eine Kopplung der Strahlungsintensitäten an die Materieverteilung der Milchstraße muß nicht deutlich ausgeprägt sein, da der Gehalt an hochenergetischen Elektronen in der Milchstraße nicht genau bekannt ist. Die Emissivität im Radiobereich zeigt die höchste Elektronendichte in den Interarmregionen (siehe z.B. [Berezinskii et al., 1990]). Hieraus kann jedoch nicht auf die räumliche Verteilung der höchstenergetischen Elektronen geschlossen werden.

In [Porter & Protheroe, 1997] wird der maximale Beitrag von IC Strahlung zur diffusen galaktischen Strahlung bestimmt, der nicht mit Messungen im Widerspruch steht. Hier wird der Spektralindex mit $\gamma = [1.4\ldots1.0]$ variiert und ein Cutoff im Quellspektrum bei 100 TeV, welcher sich im Photonspektrum bei 10 TeV bemerkbar macht, einmal berücksichtigt und einmal vernachlässigt. Der absolute Fluß der Spektren wird bei 10 GeV mittels EGRET Intensität normiert.

In beiden Szenarien (mit und ohne Cutoff bei 10 TeV) übersteigt der IC Beitrag den der π^0-Produktion ab einer bestimmten Energie. Hierbei ist jedoch der experimentell zugängliche Bereich der galaktischen Länge zu beachten. Für den Beitrag des galaktischen Zentrums überwiegt der IC-Beitrag den der π^0-Erzeugung ab ~1 TeV ($\gamma = 1.4$) bzw. bei ~100 GeV ($\gamma = 1.0$). Der maximale Beitrag der IC-Strahlung wird je nach Lage des Cutoffs zwischen 10 TeV und 100 TeV erwartet.

Kombinierte Beiträge unaufgelöster Punktquellen

A. Strong beschreibt in einer Serie von Veröffentlichungen mit mehreren Co-Autoren den jeweiligen Anteil der Bremsstrahlung, π^0-Produktion und inversen Compton-Effekt in der diffusen Photonstrahlung ([Strong et al., 1994], [Strong & Mattox, 1996], [Strong et al., 1996], [Strong & Youssefi, 1996] und [Strong et al., 1997]). Hierin werden Modellvorstellungen an Daten der CGRO[1] Experiments und des COS-B Experiments angepaßt. Insbesondere in EGRET Daten findet er, wie andere Autoren auch, einen Fluß, der die Modellerwartungen deutlich übertrifft.

Diese neuen EGRET Resultate [Hunter et al., 1997] führen zu einer angeregten Diskussion in nachfolgenden Veröffentlichungen. Die Interpretation des unerwartet hohen galaktischen diffusen GeV Flusses wird einerseits als Beitrag unaufgelöster Quellen [Hunter et al., 1997] oder möglicher IC Beitrag von Elektronen und Positronen [Porter & Protheroe, 1997] diskutiert.

Der Überschuß im Vergleich zu Modellrechnungen bei Energien oberhalb von 1 GeV *kann* mit unaufgelösten Punktquellen erklärt werden, die das EGRET Experiment nicht einzeln erfassen kann. Damit wäre der diffuse Fluß, den EGRET bestimmt [Strong & Youssefi, 1996], zu rund einem Drittel durch unaufgelöste Quellen verursacht. Andererseits beschreibt [Mori et al., 1997] den Überschuß durch eine geringe Modifikation des primären Protonspektrums und läßt nahezu keinen Spielraum für unaufgelöste Quellen.

[1]CGRO – Compton Gamma Ray Observatory, der Satellit, der auch das EGRET Experiment beinhaltet

Ein Beitrag unaufgelöster Quellen zur TeV-Photonstrahlung, der eine Größenordnung über dem Beitrag des Photonflusses aus der π^0-Erzeugung liegt, wäre nach [Aharonian, 1997] noch mit Modellvorstellungen in Einklang zu bringen.
Aus dem Vergleich der Veröffentlichungen wird deutlich, daß ein abschließendes Verständnis der diffusen Photonstrahlung im Energiebereich oberhalb von 10 GeV fehlt und eine quantitative Vorgabe im TeV Bereich unmöglich ist. Lediglich über den erwarteten Beitrag der π^0-Produktion herrscht Einigkeit.

11.1.3 Analyse der galaktischen Ebene in HEGRA Szintillator-Daten

In den Karten, die in Kapitel 10 vorgestellt wurden, zeigt sich auf den ersten Blick *keine* durch die galaktische Scheibe bedingte Überhöhung. Hier soll dieser Eindruck quantifiziert werden und die Flußobergrenze, die sich aus der Analyse der HEGRA Szintillator-Daten bestimmen läßt, mit anderen Messungen und Modellvorstellungen verglichen werden.

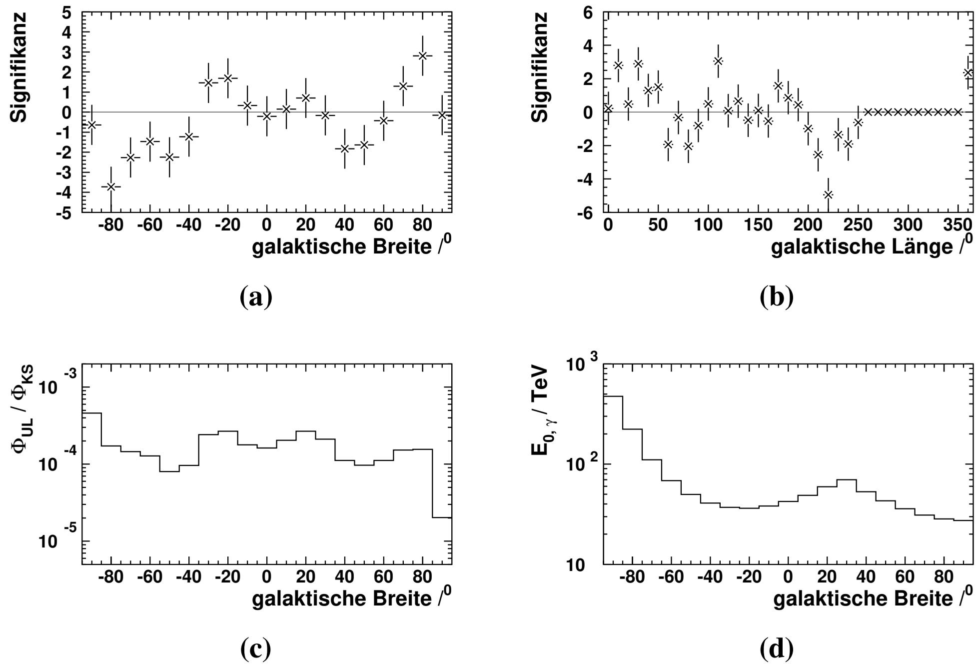


Abb. 11.3: Analyse des Gesamtdatensatzes als Projektion in galaktische Koordinaten (Bins sind statistisch unabhängig). (a) – Signifikanzen der Projektion aller Daten auf die galaktische Breite. (b) – Signifikanzen der Projektion der Äquatorialebene $|b| \leq 5°$ auf die galaktischen Länge. (c) – Quotient der Flußobergrenzen und des Flusses der kosmischen Strahlung nach Gl. 1.6 als Funktion der galaktischen Breite. (d) – Energieschwelle als Funktion der galaktischen Breite.

In älteren Suchen nach einem photonischen Signalbeitrag der galaktischen Ebene wurde der galaktische Äquator ($|b| \leq 5°$) mit angrenzenden Raumbereichen (z.B. $5° \leq |b| \leq 10°$) verglichen. Durch die in der vorliegenden Arbeit gewählte Untergrundbestimmung kann ein solcher Vergleich benachbarter Raumbereiche vermieden werden, der die Annahme enthält, daß die benachbarten Regionen *kein* Signal enthalten.
Die Daten- und Untergrundkarten werden jeweils auf die galaktische Breite projiziert und in Bins unterteilt. Die Größe der Bins wird hierbei durch die erwartete Ausdehnung der galaktischen Ebene von $|b| \leq 5°$ vorgegeben. Die korrespondierenden Bins der beiden Karten werden mittels Li&Ma Formalismus verglichen und die Signifikanz eines Signals bestimmt. Alle Bins sind statistisch unabhängig, da jeder Schauer genau einem

Bin zugeordnet ist. Bei diesem Verfahren wird ein Signal der galaktischen Scheibe *nicht* durch einen erhöhten Signalbeitrag in benachbarten Bins gedämpft.

Legende der Tabellen in Kapitel 11:

Datensatz:	Nummer des Teildatensatzes nach Kapitel 6 (Tab. 6.2)
Untergr.:	Anzahl der Schauer im betrachteten Raumwinkel der Untergrundkarte
Δ:	Differenz der Daten- (D) und Untergrundkarte (U) für den betrachteten Raumwinkel ($\Delta = D - U$)
Signif.:	Signifikanz des Unterschieds in Daten- und Untergrundkarte nach [Li & Ma, 1983]
E_γ:	Energieschwelle des betrachteten Raumwinkels für Photonen in TeV (siehe Kapitel 4)
Φ_γ:	Fluß kosmischer Gammastrahlung, wird angegeben für Analysen, die eine positive Signifikanz erbringen, [(cm^2 s sr)$^{-1}$]
UL$_\gamma$:	Flußobergrenze des photonischen Beitrags zum 90% Vertrauensniveau in [(cm^2 s sr)$^{-1}$]
UL$_\gamma/\Phi_{KS}$:	Verhältnis der Flußobergrenze zum Fluß der gesamten kosmischen Strahlung. Hierbei wird davon ausgegangen, daß der Signalbeitrag von Photonen erzeugt wird.

Die resultierenden Signifikanzverteilungen der Daten des Gesamtdatensatzes als Funktion der galaktischen Breite und des Bereichs $|b| < 5°$ als Funktion der galaktischen Länge sind Abbildung 11.3 zu entnehmen. Zusätzlich ist die Energieschwelle als Funktion der galaktischen Breite für diesen Datensatz dargestellt und es erfolgt eine Einordnung der Flußobergrenzen relativ zum Fluß der kosmischen Strahlung. Die Energieschwelle ist wiederum, wie bei allen Analysen dieses Kapitels, aus einer Mittelung berechnet worden, wie sie in Kapitel 4 konsistent mit der Meßrate beschrieben wird.

Datensatz	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}]	UL$_\gamma$	UL$_\gamma/\Phi_{KS}$
2	2216264	2426	1.6	42.3	.356E-10	.642E-10	.258E-02
2	4786688	681	0.3	42.3	.462E-11	.274E-10	.164E-02
3	4954590	-5433	-2.4	42.3	-	.108E-10	.850E-03
4	4728403	-542	-0.2	42.3	-	.224E-10	.218E-02
5	6457978	-3706	-1.5	42.3	-	.126E-10	.146E-02
6	3469781	-1551	-0.8	42.3	-	.212E-10	.283E-02
7	3583388	299	0.2	42.3	.271E-11	.299E-10	.452E-02
8	5353583	4040	1.7	42.3	.245E-10	.428E-10	.720E-02
9	2775602	2280	1.4	42.3	.267E-10	.527E-10	.974E-02
Gesamt	38326072	-1301	-0.2	42.3	-	.798E-11	.162E-03

Tab. 11.1: Suche nach einem Signal der kosmischen Gammastrahlung aus der galaktischen Scheibe ($|b| \leq 5°$) in den neun Teildatensätzen (siehe Kapitel 6) und dem Gesamtdatensatz. (Legende siehe Seite 130)

Die Normierung des Untergrundes bedingt eine Dämpfung des Signals eines Raumbereiches, welcher der hypothetischen Ausdehnung der galaktischen Ebene aus der galaktischen Scheibe entspricht, um 20%. Diese Dämpfung wird bei der Berechnung der Flußobergrenzen berücksichtigt.

Die Obergrenzen für den Fluß aus der galaktischen Ebene sind in Tabelle 11.1 zeitlich nach den neun Teildatensätzen (siehe Kapitel 6) zusammengestellt. Die Datensätze sind

untereinander konsistent und die Gesamtmenge hebt sich in ihrer Signifikanz nicht gegen Untergruppen ab.
Abbildung 11.4 zeigt die Flußobergrenze eines photonischen Signals aus der galaktischen Ebene als Quotient der Gammastrahlung und der gesamten kosmischen Strahlung Φ_γ/Φ_{KS}.
Die mit EGRET bezeichnete Linie stellt die Extrapolation der Gleichung 11.2 dar. Der Fluß wurde von uns für den für HEGRA sichtbaren Bereich der galaktischen Scheibe aus [Hunter et al., 1997] bestimmt und der Spektralindex direkt aus der Veröffentlichung entnommen. Die beiden mit IC bezeichneten Linien stellen eine Adaption des möglichen Beitrags des inversen Compton-Effekts nach [Porter & Protheroe, 1997] dar. In der Veröffentlichung wird eine Normierung des IC-Beitrags zu 50% des EGRET Flusses bei 1 GeV angegeben. Die Original-Spektren (angegeben für das galaktische Zentrum) sind daher hier in der Intensität reduziert und dem von uns bestimmten EGRET Fluß angepaßt.
Der Beitrag der π^0-Produktion wurde den in Abschnitt 11.1.2 genannten Veröffentlichungen als Mittelwert entnommen.
Die einzelnen Flußobergrenzen sind den Veröffentlichungen der Experimente entnommen (Whipple[Reynolds et al., 1993], Tibet [Amenomori et al., 1997], EAS-TOP [Aglietta et al., 1992], CASA-MIA [Borione et al., 1998]) und der hier verwendete Quotient wurde für alle Experimente mit dem gleichen Spektrum der kosmischen Strahlung (Gl. 1.6) gebildet. Der HEGRA Wert stellt das Ergebnis der vorliegenden Arbeit dar.
Die Flußobergrenze eines Signals aus der galaktischen Ebene, wie sie in der vorliegenden Arbeit aus HEGRA Szintillator-Daten bestimmt wurde, limitiert den Spektralindex der kosmischen Gammastrahlung aus der galaktischen Ebene mit $\gamma \geq 1.31$, unter der Voraussetzung, daß ein konstanter Spektralindex die Extrapolation der EGRET Daten oberhalb von 1 GeV beschreibt.
Der mögliche Beitrag des inversen Compton-Effekts wird mit einem Spektralindex von $\gamma_{IC} \geq 1.26$ etwas stärker als durch die Whipple Messung eingeschränkt, falls es zu keinem Cutoff des Spektrums unterhalb von 40 TeV kommt.
Der Beitag nicht aufgelöster Einzelquellen zum Fluß der Gammastrahlung aus der galaktischen Eben kann maximal einen Faktor 5.7 über der Vorhersage des π^0-Beitrags liegen.

11.2 Der Gould-Gürtel

Die Himmelskarte Abbildung 10.11 zeigt eine Anhäufung positiver Signifikanzen bei negativer galaktischer Breite im Bereich der galaktischen Länge von ungefähr $[0° \ldots 180°]$. Eine Struktur innerhalb der Milchstraße, der sogenannte Gould-Gürtel, fällt räumlich annähernd mit dem so beschriebenen Band zusammen.
Junge Sterne der Spektralklassen O und B bilden in der Milchstraße eine Population, die sich in der galaktischen Ebene konzentriert. Gould fand innerhalb dieser Gruppierung eine weitere Unterteilung in zwei Klassen. Die nahen ($d \leq 1$ kpc) OB Sterne bilden hiernach ein Band (später 'Gould-Gürtel' genannt), das 18° gegen die Ebene der Milchstraße geneigt ist. Die Verteilung der verbleibenden OB Sterne gibt ebenfalls ein leicht geneigtes Band vor. Eine mathematische Beschreibung findet sich in [Taylor et al., 1987].
Äquatorialebene der Gould-Systems b_{Gould} in der Verteilung der OB-Sterne und deren galaktische Komponente $b_{galaktisch}$:

$$b_{Gould}(l) = (18 \pm 1)° \cdot \sin[l - (295 \pm 1)°] \quad (11.3)$$
$$b_{galaktisch}(l) = (-3 \pm 0.4)° + (5 \pm 1)° \cdot \sin[l - (149 \pm 7)°] \quad (11.4)$$

Der absolute Versatz von $-3°$ in der galaktischen Komponente ist konsistent mit der Annahme, daß die Sonne momentan 10-30 pc nördlich der geometrischen Milchstraßenebene steht.

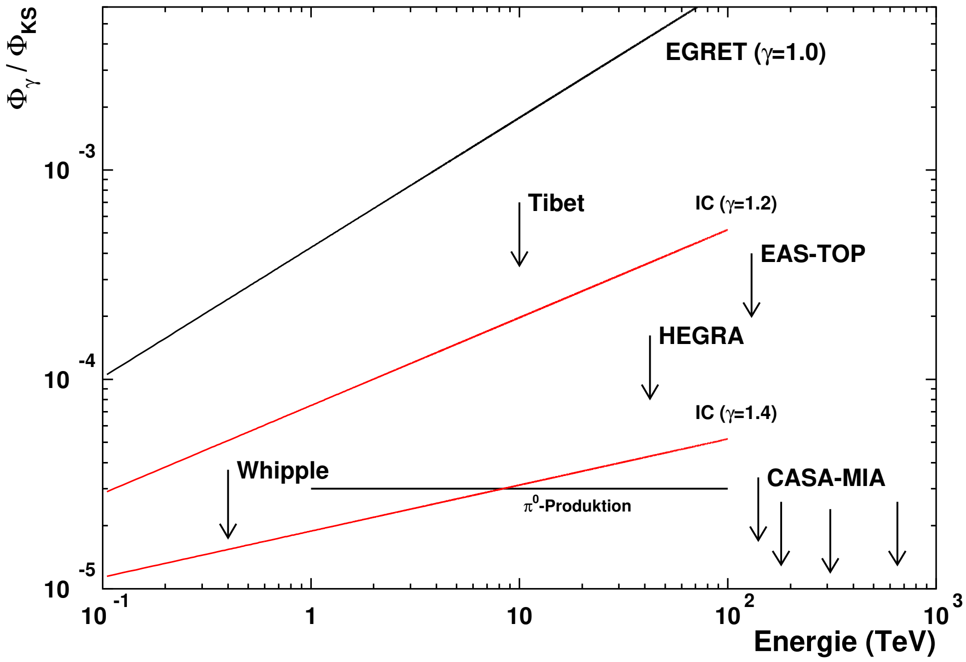


Abb. 11.4: Flußobergrenzen eines photonischen Signals aus der galaktischen Scheibe als Verhältnis zum Gesamtfluß der kosmischen Strahlung. Der maximal zu erwartende Beitrag wird durch die Extrapolation der EGRET GeV-Messung vorgegeben und der minimal zu erwartende Beitrag stellt die π^0-Produktion dar. Der mit HEGRA bezeichnete Wert stellt das Ergebnis der vorliegenden Arbeit dar. Dieser erlaubt eine Einschränkung des Beitrags des inversen Compton-Effekts (IC) und unaufgelöster Quellen. (Whipple [Reynolds et al., 1993], Tibet [Amenomori et al., 1997], EAS-TOP [Aglietta et al., 1992], CASA-MIA [Borione et al., 1998])

Die Dunkel- oder Molekülwolken ordnen sich ebenfalls entlang des Gould-Gürtels an [Taylor et al., 1987]. Die Verteilung galaktischer Dunkelwolken wird vollständig durch die Kataloge [Lynds, 1962] (nördliche Deklination) und [Feitzinger & Strüwe, 1984] (südliche Deklination) beschrieben. Vergleiche mit neueren Durchmusterungen ergaben keine signifikante Änderung. Das lokale Ruhesystem der Erde (Relativgeschwindigkeit gegen die Umgebung V_0=20 km/s in Richtung galaktischer Länge l=57° und Breite b=22°) wird durch die Relativbewegung der Dunkelwolken und einer zusätzlichen gemeinsamen nicht zirkularen Komponente (V_i=7 km/s, l=90°, b=0°) gut wiedergegeben. Diese Zahlenwerte sind aufgeführt, um zu dokumentieren, daß sich auch hier keine Geschwindigkeit ergibt, die die siderische Dipolamplitude als Compton-Getting-Effekt begründen kann (vergleiche Kapitel 8).
Äquatorialebene des Gould-Systems in der Verteilung der Dunkelwolken, ebenfalls im Vergleich zur galaktischen Komponente:

$$b_{Gould}(l) = (-3.5 \pm 3)^\circ + (12.5 \pm 4)^\circ \cdot \sin[l - (275 \pm 20)^\circ] \tag{11.5}$$
$$b_{galaktisch}(l) = (0 \pm 2)^\circ + (4.5 \pm 3)^\circ \cdot \sin[l - (43 \pm 1)^\circ] \tag{11.6}$$

Der Gould-Gürtel kann auch in der Verteilung der Röntgenstrahlung junger T Tauri Sterne in ROSAT Daten identifiziert werden [Sterzik, 1997]. Die Häufung der T Tauri Ster-

ne wird in diesem Artikel durch einen Schub in der lokalen Sternentstehung vor ca. 50 Millionen Jahren erklärt.
Für die folgende Untersuchung gehen wir davon aus, daß der Gould-Gürtel eine Materieverdichtung innerhalb der Milchstraße ist. Hier kann verstärkt diffuse Gammastrahlung durch π^0-Produktion erzeugt werden.
Analysen eines photonischen Signals des Gould-Gürtels in EGRET Daten (MeV/GeV-Bereich) sind noch nicht abgeschlossen [Kanbach, 1998]. Die räumliche Verteilung der EGRET Quellen, denen bisher kein bekanntes Objekt zugeordnet werden konnte, zeigt nach [Mukherjee et al., 1997] eine gute räumliche Korrelation mit dem Gould-Gürtel. Von den 53 keinem Objekt zugeordneten Quellen des 2. EGRET-Katalogs [Thompson et al., 1995] sind hiernach mindestens 20 und höchstens 40 dem Gould-Gürtel ($3° < |b| < 30°$) zuzuordnen, wobei der jeweils verbleibende Anteil extragalaktischen Ursprungs sein soll. Die Verteilung der Objekte deutet sich als nicht gleichförmig in der Länge des Gould-Gürtels an.

11.2.1 Analyse des Gould-Gürtels in HEGRA Szintillator-Daten

Zur Untersuchung der Hypothese, daß die Struktur, die sich in der Himmelskarte herausbildet mit dem Gould-Gürtel zusammenfällt, werden die Daten- und Untergrundkarten in ein Koordinatensystem projiziert, dessen Äquatorebene mit dem Gould-Gürtel zusammenfällt. Das Bezugssystem der Gould Breite wählen wir relativ zur galaktischen Länge l zu

$$b_{Gould} = 0° + 18° \cdot \sin(l - 295°) \tag{11.7}$$

Die Gould Länge definieren wir zu Null am Schnittpunkt der beiden Äquatorebenen bei $l = 295°$.
Die Bingröße wird, wie bei der Analyse der galaktischen Scheibe, zu $10°$ gewählt. Diese Annahme scheint bei einem Durchmesser des Systems von rund 700 pc und einer Dicke von 70 pc angemessen. Abbildung 11.5 zeigt in gleicher Art und Weise, wie für die galaktische Ebene die Signifikanzverteilung des Gesamtdatensatzes in der Breite des oben definierten Gould-Systems und der Äquatorialebene $|b_{Gould}| \leq 5°$ gegen die Gould-Länge, sowie die Energieschwellen und die Einordnung der Flußobergrenzen.
Die zeitliche Variation des Signals wird wieder durch die Betrachtung der neun Teildatensätze analysiert. Tabelle 11.2 zeigt, daß sich die Struktur in sieben Datensätzen mit positiver Signifikanz darstellt.
Eine Dämpfung des Signals durch die Untergrundnormierung wird wiederum durch eine Anhebung der Flüsse und Flußobergrenzen um 20% beachtet.
Den folgenden zwei Untersuchungen vorgreifend, ergibt die Projektion der Datensätze ins oben definierte Gould-System mit 3.1σ die höchste Signifikanz der untersuchten Bandstrukturen. Eine Betrachtung der Signifikanzverteilungen (Abb. 11.5) über die Gould Breite zeigt jedoch, daß eine stärkere Verkippung der Ebene gegen die galaktische Ebene die in den Daten beobachtete Bandstruktur besser beschreiben würde.

11.3 Der Dolidze-Gürtel

Die Motivation für die Analyse einer Projektion der Daten in das Dolidze-Koordinatensystem, liefert ausschließlich die Beobachtung einer Struktur in COS-B Daten [Dolidze, 1980]. Es handelt sich hier um eine Überhöhung des MeV-Photonenflusses, der nahezu $180°$ phasenverschoben gegen den Gould-Gürtel ist und der die gleiche Neigung von $\sim 20°$ aufweist. Eine erneute Messung diese Effekts durch ein anderes Experiment insbesondere durch das EGRET Experiment im GeV Bereich ist dem Autor nicht bekannt.

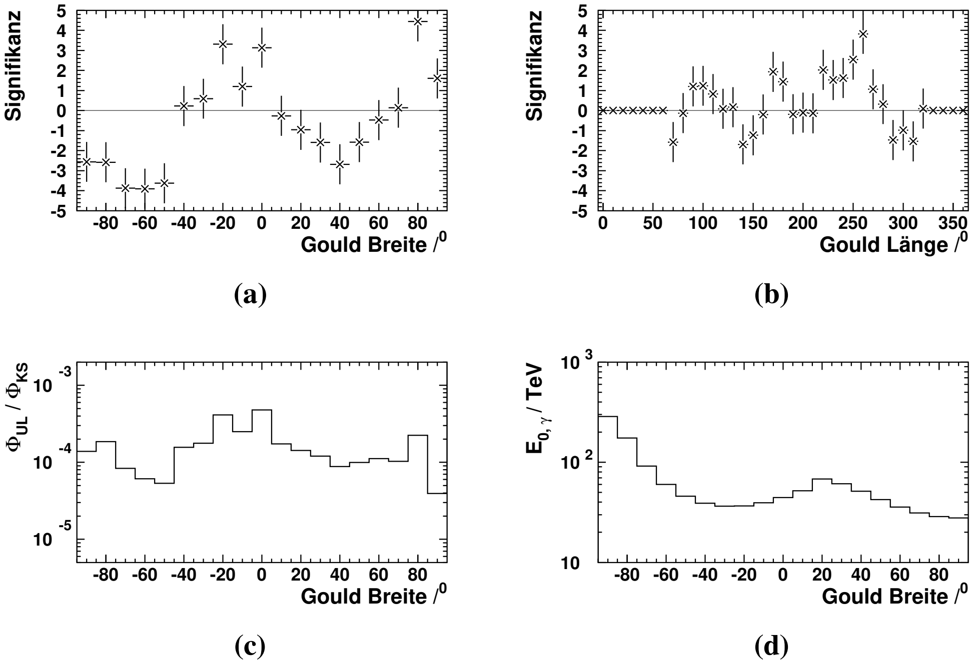


Abb. 11.5: Analyse des Gesamtdatensatzes als Projektion in das Gould Koordinatensystem (Bins sind statistisch unabhängig). (a) – Signifikanzen der Projektion aller Daten auf die gouldsche Breite. (b) – Signifikanzen der Projektion der Äquatorialebene $|b| \leq 5°$ auf die gouldsche Länge. (c) – Quotient der Flußobergrenzen und des Flusses der kosmischen Strahlung nach Gl. 1.6 als Funktion der gouldschen Breite. (d) – Energieschwelle als Funktion der gouldschen Breite.

Datensatz	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. $[\sigma]$	E_γ [TeV]	Φ_γ [cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}]	UL$_\gamma$	UL$_\gamma/\Phi_{KS}$
1	2105086	-745	-0.5	44.4	-	.282E-10	.121E-02
2	4685750	287	0.1	44.4	.184E-11	.240E-10	.153E-02
3	4752432	-3758	-1.7	44.4	-	.125E-10	.106E-02
4	4467111	445	0.2	44.4	.300E-11	.253E-10	.264E-02
5	5972056	3126	1.3	44.4	.157E-10	.322E-10	.399E-02
6	3363977	3436	1.9	44.4	.307E-10	.520E-10	.744E-02
7	3435615	3242	1.7	44.4	.284E-10	.495E-10	.801E-02
8	4934473	8917	4.0	44.4	.543E-10	.717E-10	.129E-01
9	2695746	2995	1.8	44.4	.334E-10	.572E-10	.113E-01
Gesamt	36411269	18922	3.1	44.4	.156E-10	.220E-10	.478E-03

Tab. 11.2: Signifikanzen der Gould-Gürtel-Struktur ($|b_{Gould}| \leq 5°$) aufgegliedert in die neun Teildatensätze und den Gesamtdatensatz. (Legende siehe Seite 130)

11.3.1 Analyse des Dolidze-Gürtels in HEGRA Szintillator-Daten

Analog zu den beiden vorhergehenden Untersuchungen werden die Daten des HEGRA Szintillator-Feldes wieder in ein Koordinatensystem projiziert. Wir definieren hier die Dolidze-Breite als eine um $180°$ gegen den Gould-Gürtel verschobene Struktur und wählen die Dolidze-Länge wieder im Schnittpunkt des Äquators mit der galaktischen Ebene $l = 115°$ zu Null.

$$b_{Dolidze} = 0° + 18° \cdot \sin(l - 115°) \tag{11.8}$$

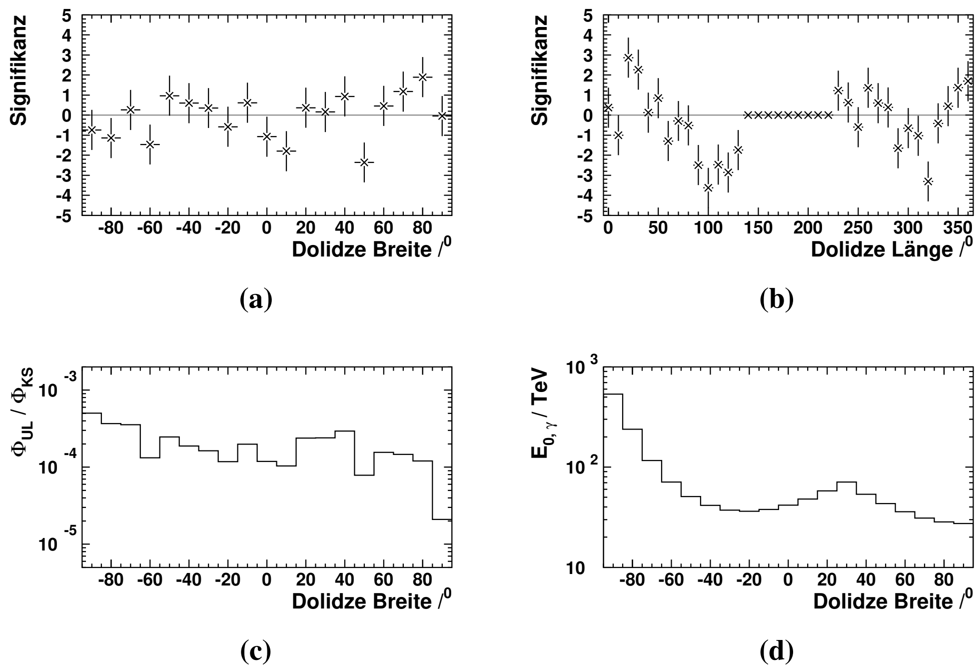


Abb. 11.6: Analyse des Gesamtdatensatzes als Projektion in das Dolidze Koordinatensystem (Bins sind statistisch unabhängig). (a) – Signifikanzen der Projektion aller Daten auf die dolidzesche Breite. (b) – Signifikanzen der Projektion der Äquatorialebene $|b| \leq 5°$ auf die dolidzesche Länge. (c) – Quotient der Flußobergrenzen und des Flusses der kosmischen Strahlung nach Gl. 1.6 als Funktion der dolidzesche Breite. (d) – Energieschwelle als Funktion der dolidzesche Breite.

Das so beschriebene System resultiert in einer Signifikanzverteilung über die Dolidze-Breite (Abb. 11.6), die keinerlei Hinweis auf die in der zweidimensionalen Verteilung sichtbaren Bandstruktur zeigt. Mit einer Signifikanz von -1.1σ ist dies die ausgeprägteste negative Signifikanz aller untersuchten Systeme und zeigt die kleinste Variation der Signifikanzen als Funktion der Breite des Dolidze-Systems (vergleiche Abbildung 11.6).

Datensatz	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}]	UL$_\gamma$	UL$_\gamma/\Phi_{KS}$
1	2299066	1929	1.3	41.8	.278E-10	.571E-10	.226E-02
2	4609372	-1057	-0.5	41.8	-	.212E-10	.124E-02
3	5006371	-4171	-1.9	41.8	-	.129E-10	.998E-03
4	4915810	-1932	-0.9	41.8	-	.179E-10	.172E-02
5	6619527	-5125	-2.0	41.8	-	.108E-10	.123E-02
6	3488064	-2020	-1.1	41.8	-	.198E-10	.260E-02
7	3679906	4374	2.3	41.8	.393E-10	.616E-10	.915E-02
8	5583203	-302	-0.1	41.8	-	.220E-10	.364E-02
9	2671963	1153	0.7	41.8	.143E-10	.433E-10	.788E-02
Gesamt	38872817	-6686	-1.1	41.8	-	.594E-11	.119E-03

Tab. 11.3: Signifikanzen der Dolidze-Gürtel-Struktur ($|b_{Dolidze}| \leq 5°$) aufgegliedert in die neun Teildatensätze und den Gesamtdatensatz. (Legende siehe Seite 130)

Die zeitliche Variation wurde wiederum in den neun Teildatensätzen untersucht und ist in Tabelle 11.3 zusammengefaßt. Die Dämpfung eines potentiellen Signals ist in der

Berechnung der Flußobergrenzen wiederum beachtet.

11.4 Die supergalaktische Ebene

Neben den Symmetrieebenen der Milchstraße kann ein extragalaktisches Analogon, die sogenannte supergalaktische Ebene, untersucht werden. Ebenso wie die galaktische Scheibe [de Vaucouleurs et al., 1956] als Vorzugsebene der Sterne definiert wurde, wurde in [de Vaucouleurs et al., 1976] eine Vorzugsebene in der Verteilung naher Galaxien definiert.

Auf Galaxien als mögliche Quelle der kosmischen Strahlung wird in den Kapitel 12 und 13 eingegangen. Hier sei nur festgehalten, daß es Modelle gibt, die Galaxien und Galaxienhaufen als Strahlungsquellen annehmen. Hierdurch könnten sie sich als unaufgelöste Punktquellen in der supergalaktischen Ebene zeigen.

Der zu erwartende Fluß ist jedoch sehr klein. In [Berezinsky et al., 1996] wird der Beitrag zu maximal 1% des diffusen Flusses aus der galaktischen Ebene bestimmt und wäre damit mit heutigen Experimenten nicht nachweisbar.

Einen weiteren möglichen Beitrag zur Photonstrahlung kann die intergalaktische Kaskade (siehe Kapitel 1.2.4) liefern. Wird diese Kaskade als Hypothese von Galaxien als Quelle der höchstenergetischen Teilchenstrahlung initiiert und konzentrieren sich diese in der supergalaktischen Ebene, so sollte sich dies in der Verteilung der Ankunftsrichtungen höchstenergetischer Teilchen wiederfinden lassen. In dem Fall kann man ein Signal kosmischer Gammastrahlung als Folge der intergalaktischen Kaskade vermuten.

Ob sich die supergalaktische Ebene in der Verteilung der Ankunftsrichtungen der Luftschauer extrem hoher Energien ($E > E_{GKZ} = 50\,\mathrm{EeV}$) widerspiegelt, ist bisher nicht abschließend geklärt. Aus den veröffentlichten Daten des Haverah Park Experiments folgern [Stanev et al., 1995] eine Korrelation der Ankunftsrichtungen mit der supergalaktischen Ebene. Zur gleichen Schlußfolgerung gelangen [Hayashida et al., 1996] auf der Basis von Daten des AGASA Experiments. Beide Experimente liegen auf der nördlichen Erdhalbkugel. Eine Analyse der Daten des in Australien gelegenen Experiments SUGAR [Kewley et al., 1996] findet *keine* solche Korrelation. Die beiden positiven Beobachtungen erfolgten lediglich mit einer statistischen Signifikanz von rund $2\,\sigma$.

Unter zu Hilfenahme modellierter Strukturen des galaktischen Magnetfeldes ist dieser 'Widerspruch' nach [Stanev, 1996] aufzulösen und eine Korrelation der hochenergetischen Schauer mit der supergalaktischen Ebene ist hiernach vorhanden.

11.4.1 Analyse der supergalaktischen Ebene in HEGRA Szintillator-Daten

Wir gehen bei der Suche eines Photonsignals aus der supergalaktischen Ebene genau wie bei der Suche nach einem diffusen Photonsignal aus der Milchstraße vor. Die Daten- und Untergrundkarte wird auf die Breite des supergalaktischen Koordinaten-Systems (vergleiche [Lang, 1974]) projiziert. Die Wahl der Bingröße ist willkürlich, da hier keine Modellrechnungen existieren. Wir gehen von einer Ausdehnung ähnlich der galaktischen Ebene oder größer aus und wählen die Bins zu $10°$.

Es zeigt sich keine positive Signifikanz eines Signals aus der supergalaktischen Ebene (siehe Abb. 11.7). Die Dämpfung des möglichen Signalbeitrags durch die Normierung des Untergrundes wird in der Erhöhung der Flußgrenzen um 18% beachtet.

Unterteilt man den Gesamtdatensatz wiederum auf die neun zeitlich getrennten Untermengen, so ist kein Datensatz besonders hervorgehoben.

In dem verwendeten HEGRA Szintillator-Datensatz zeichnet sich die supergalaktische Ebene nicht als Quelle der kosmischen Photonstrahlung ab. Auf mögliche Einzelquellen, korreliert mit den Ereignissen der extrem hohen Energien, wird in Kapitel 14 eingegangen.

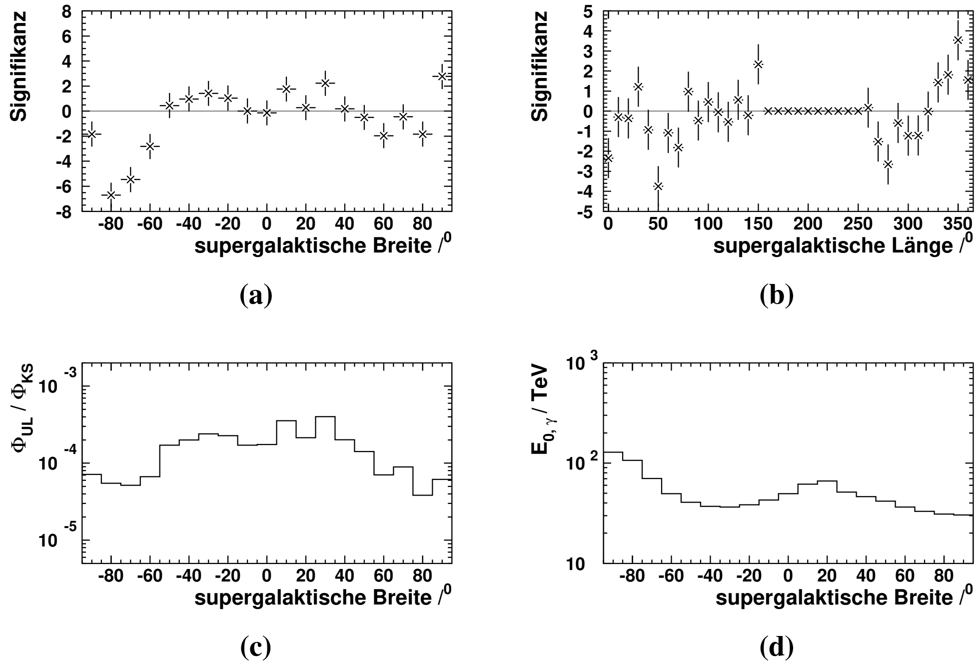


Abb. 11.7: Analyse des Gesamtdatensatzes als Projektion in supergalaktische Koordinaten (Bins sind statistisch unabhängig). (a) – Signifikanzen der Projektion aller Daten auf die supergalaktische Breite. (b) – Signifikanzen der Projektion der Äquatorialebene $|b| \leq 5^\circ$ auf die supergalaktischen Länge. (c) – Quotient der Flußobergrenzen und des Flusses der kosmischen Strahlung nach Gl. 1.6 als Funktion der supergalaktischen Breite. (d) – Energieschwelle als Funktion der supergalaktischen Breite.

Daten-satz	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [$\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}$]	UL_γ	$\mathrm{UL}_\gamma/\Phi_{KS}$
1	2050668	565	0.4	49.7	.690E-11	.333E-10	.170E-02
2	3657321	-1064	-0.6	49.7	-	.176E-10	.133E-02
3	4909717	-2369	-1.1	49.7	-	.127E-10	.126E-02
4	4323883	-3890	-1.9	49.7	-	.105E-10	.129E-02
5	5121476	1127	0.5	49.7	.551E-11	.219E-10	.322E-02
6	3563855	1000	0.5	49.7	.703E-11	.266E-10	.451E-02
7	3283654	-942	-.5	49.7	-	.188E-10	.360E-02
8	4438749	1536	0.7	49.7	.867E-11	.256E-10	.547E-02
9	2112494	1847	1.3	49.7	.219E-10	.450E-10	.106E-01
Gesamt	33460417	-790	-0.1	49.7	-	.677E-11	.174E-03

Tab. 11.4: Suche nach einem Signal der kosmischen Gammastrahlung aus der supergalaktischen Ebene ($|b_s| \leq 5^\circ$) in den neun Teildatensätzen und dem Gesamtdatensatz. (Legende siehe Seite 130)

11.5 Suche nach einer Projektion mit maximal signifikanter Äquatorialebene

Neben der Suche nach einem Signal einer Äquatorialebene eines theoretisch zu motivierenden Koordinatensystems kann man eine frei Suche in beliebigen Projektionen durchführen. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß die ermittelte Signifikanz der Struktur noch mit der Anzahl der Versuche zu wichten ist, um die Zufallswahrscheinlichkeit zu bestimmen. Bei der Interpretation kommt erschwerend hinzu, daß die Bereiche aller Su-

chen, die den Äquator des jeweiligen Systems beschreiben, nicht statistisch unabhängig sind.
Die Betrachtung der Himmelskarten der Teildatensätze (Abb. 10.14) zeigt sofort, daß die Teildatensätze die Projektion mit maximal signifikantem Äquator nicht im gleichen Koordinatensystem erreichen können.
Wir definieren die Äquatoren der Systeme, in denen wir die Signifikanz bestimmen wollen, analog zur Definition des Gould und Dolidze-Gürtels relativ zum galaktischen System.

$$b_X = 0^\circ + A \cdot \sin(l - \Phi) \tag{11.9}$$

Die Definition der Länge des Systems ist dabei beliebig. Nach der Projektion der Daten in ein so definiertes System analysieren wir die Signifikanz für den Äquator des Systems ($|b_X| \leq 5^\circ$) und tragen diese Signifikanz als Funktion der Phasenlage Φ und der Verkippung A auf (siehe Abb. 11.8). Die Signifikanzen *ohne* Verkippung ($A = 0$) sind selbstverständlich konstant als Funktion der Phasenlage. Die Phasenlagen $\Phi = 0^\circ$ und $\Phi = 360^\circ$ analysieren ebenfalls identische Daten und sind lediglich zur Veranschaulichung der Übergänge aufgeführt.

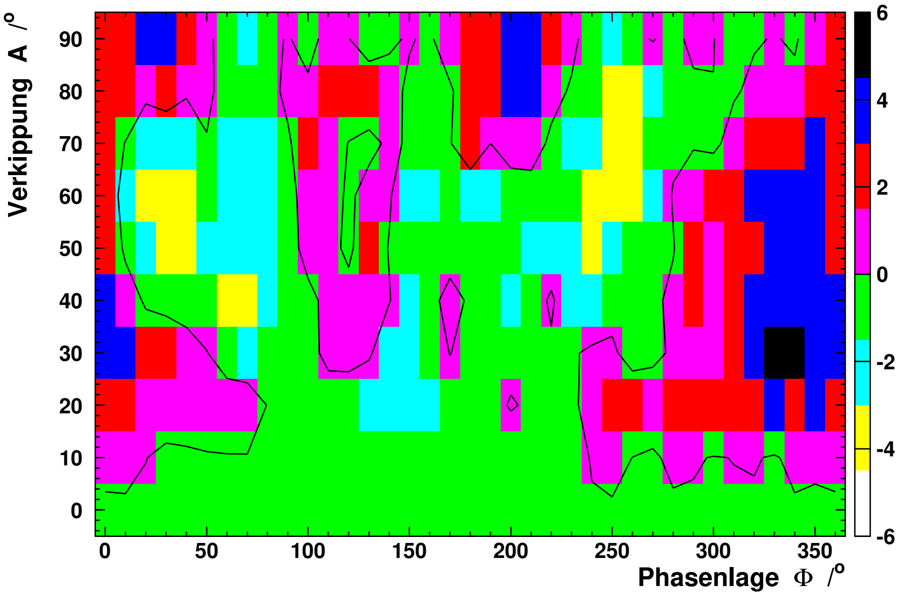


Abb. 11.8: Signifikanz des Signalbeitrags des Äquators für beliebige Koordinatensysteme im Gesamtdatensatz. (Definition der Achsen nach Gl. 11.9, Erläuterung siehe Text)

Die maximale Signifikanz ergibt sich für die Verkippung $A = 30^\circ$ und die Phasenlage $\Phi = 340^\circ$. Dies bestätigt den Eindruck der Analyse des Gould-System, nach der eine stärkere Verkippung die Struktur besser beschreiben würde. Das hier bestimmte System einer maximal signifikanten Äquatorialebene ist 45° gegen das Gould-System verschoben und gegen die galaktische Ebene um weitere 10° verkippt.
Die Analyse dieses Systems wird mit der Tabelle 11.5 und der Abbildung 11.11 in gleicher Art wie für die vier bisher untersuchten Koordinatensystemen dokumentiert.
Die ermittelte Signifikanz des Äquators ist bei der Vielzahl der Suchen noch zu interpretieren, um die Zufallswahrscheinlichkeit zu bestimmen. Hierzu führen wir die Analyse in gleicher Art und Weise für die neun zeitlich getrennten Teildatensätze durch und erhalten neun Histogramme analog zu Abbildung 11.8. Die Bins sind offensichtlich nicht

statistisch unabhängig.
Abbildung 11.9 enthält in der Phasenlage 37 Bins, von denen 2 statistisch identisch sind. Zur Betrachtung einer eindimensionalen Signifikanzverteilungen, füllen wir die Signifikanz jeder Analyse einer Äquatorialebene in ein Histogramm (Abb 11.9). Dabei betrachten wird 36 Bins in der Phasenlage. Als Funktion der Verkippung sind alle Bins zu $A = 0°$ gleichwertig und werden daher mit einem Faktor (1/36) gewichtet. Für die Verkippung $A = 90°$ sind jeweils 2 Analysen identisch und werden daher mit einem Faktor (1/2) gewichtet. Alle anderen Suchen haben einen Überlappbereich von rund 20% und daher werden sie mit einem Gewicht von 0.8 versehen.
Das Resultat dieses Vorgehens für die $(9 \times 9 \times 36)$ Suchen in den neun Teildatensätzen zeigt Abbildung 11.9). Die 9×36 Suchen im Gesamtdatensatz zeigt Abbildung 11.10. Die angepaßten Gaußglocken zeigen beide eine Breite von 1.8σ.
Demnach ist die Zufallswahrscheinlichkeit eine Äquatorialebene der Signifikanz 5.9σ oder größer in obiger Suche zu finden 0.7% (3.2σ).

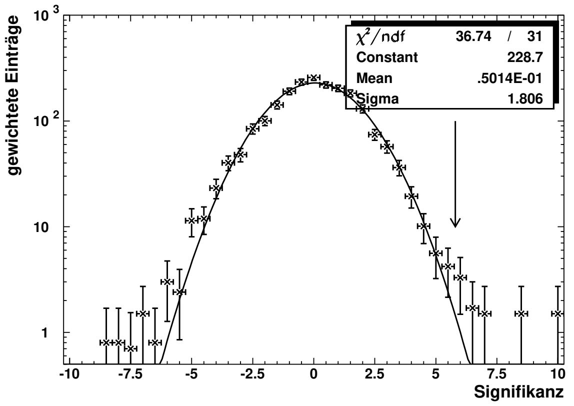


Abb. 11.9: Signifikanzen der Äquatorialebenen der verschiedenen Projektionen aller neun zeitlich getrennten Teildatensätze. Der Pfeil markiert die maximal-signifikante Ebene des Gesamtdatensatzes.

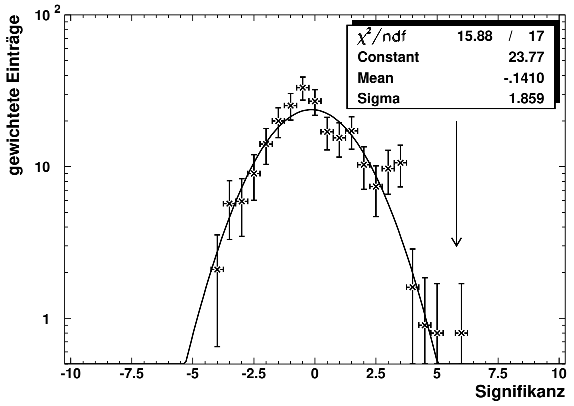


Abb. 11.10: Signifikanzen der Äquatorialebenen der verschiedenen Projektionen des Gesamtdatensatzes. Der Pfeil markiert die maximal-signifikante Ebene.

Diese Zufallswahrscheinlichkeit ist nicht ausreichend, um die Äquatorialebene dieser speziellen Projektion als Signal zu interpretieren. Die Lage der Äquatorebene mit maximaler Signifikanz variiert in den Teildatensätzen stark ($> 90°$ in der Phase und $> 20°$ in dem Winkel der Verkippung) und die Amplitude der maximalen Signifikanz variiert ebenfalls stark ($> 2\sigma$). Wir können somit zumindest von keiner zeitlich konstanten Projektion maximaler Signifikanz ausgehen und da die Breite der Signifikanzverteilung des Gesamtdatensatzes (Abb. 11.10) sich nicht von der der Teildatensätze (Abb. 11.9 abhebt, müssen beide Verteilungen als Ergebnis statistischer Fluktuationen gewertet werden.
Mit der Interpretation als statistische Fluktuation bleibt zu testen, ob der damit verbundene Fluß, beziehungsweise die Flußobergrenze, mit einer anderen Messung in Widerspruch steht. Die Flußobergrenze entspricht einer Überhöhung von $0.7 \cdot 10^{-3}$ gegenüber der berechneten Untergrunderwartung.
Geht man davon aus, daß es sich hierbei um Photonen handelt, so liegt dieser Fluß deutlich unter der Extrapolation des EGRET Flusses der galaktischen Ebene. Der inverse Compton-Effekt, nach der Berechnung von [Porter & Protheroe, 1997], kann diese Amplitude nicht mehr vollständig beschreiben.

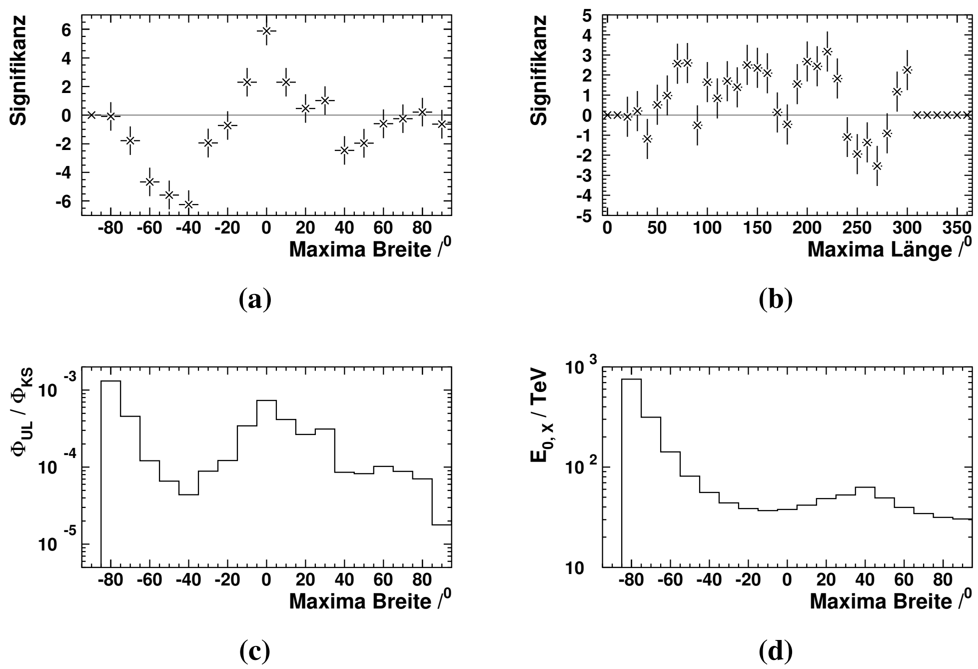


Abb. 11.11: Analyse des Gesamtdatensatzes als Projektion in das Koordinatensystem mit der signifikantesten Äquatorialebene im Gesamtdatensatz, dem 'Maxima'-System (Bins sind statistisch unabhängig). (a) – Signifikanzen der Projektion aller Daten auf die Maxima Breite. (b) – Signifikanzen der Projektion der Äquatorialebene $|b| \leq 5°$ auf die Maxima Länge. (c) – Quotient der Flußobergrenzen und des Flusses der kosmischen Strahlung nach Gl. 1.6 als Funktion der Maxima Breite. (d) – Energieschwelle als Funktion der Maxima Breite.

Datensatz	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [$\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}$]	UL_γ	$\mathrm{UL}_\gamma/\Phi_{KS}$
1	2614123	1514	0.9	37.9	.225E-10	.559E-10	.200E-02
2	5993772	4154	1.7	37.9	.269E-10	.477E-10	.253E-02
3	6385036	6658	2.6	37.9	.405E-10	.603E-10	.422E-02
4	5657624	3270	1.4	37.9	.225E-10	.442E-10	.383E-02
5	7827692	5571	2.0	37.9	.277E-10	.457E-10	.469E-02
6	4647392	9411	4.4	37.9	.787E-10	.102E-09	.121E-01
7	4311314	1179	0.6	37.9	.106E-10	.381E-10	.510E-02
8	6345449	3607	1.4	37.9	.221E-10	.426E-10	.634E-02
9	3429043	7384	4.0	37.9	.837E-10	.111E-09	.181E-01
Gesamt	47213808	40385	5.9	37.9	.333E-10	.405E-10	.733E-03

Tab. 11.5: Signifikanzen der Äquatorialebene der Projektion mit der maximalem Signifikanz im Gesamtdatensatz ($|b_{Maxima}| \leq 5°$). (Legende siehe Seite 130)

Interpretiert man den Fluß als Anisotropie der geladenen kosmischen Strahlung, so liegt der Wert unter dem der mittleren Dipolanisotropie von $\sim 1 \cdot 10^{-3}$. Der Wert steht somit nicht im Widerspruch zum Dipolmoment, selbst wenn man die Verschmierung des Signals über einen größeren Himmelsbereich, wie er der Suchregion für ein Dipolmoment entspricht, außer Acht läßt.

11.6 Zusammenfassung

Die Bandstruktur, die sich in der Himmelskarte des Gesamtdatensatzes andeutet, läßt sich am besten durch die Lage der Äquatorialebene relativ zum galaktischen Äquator beschreiben (Gl. 11.10).

$$b_X = 0° + (30 \pm 5)° \cdot \sin(l - (340 \pm 5)°) \tag{11.10}$$

Für ein Signal einer solchen Ebene gibt es keine theoretische Vorhersage. Die Zufallswahrscheinlichkeit ein solches Signal in der Vielzahl der durchgeführten Suchen zu finden beläuft sich auf 0.7%. Insbesondere die Ähnlichkeit der Signifikanzverteilungen (Abb. 11.9 und 11.10) der Suchen in den Teildatensätzen und dem Gesamtdatensatz legt eine Interpretation als statistische Fluktuation nahe. Die Flußobergrenze der Struktur relativ zum Fluß der kosmischen Strahlung $\Phi_X/\Phi_{KS} = 7 \cdot 10^{-4}$ steht zu keiner Messung im Widerspruch.
Die untersuchten Äquatorebenen von vier Koordinatensystemen, von denen entweder ein Signalbeitrag vorhergesagt wird oder die in einem anderen Wellenlängenbereich hervortreten, konnten kein signifikantes Signal im HEGRA Szintillator-Datensatz erbringen.
Die Signifikanzen der galaktischen und supergalaktischen Ebene sowie des ausschließlich in COS-B Daten gesehenen Dolidze Gürtels liegen leicht im negativen Bereich. Der Gold-Gürtel weist eine positive Signifikanz auf, die mit 3.1σ rund der halben Amplitude der maximal-signifikanten Ebene entspricht. Da es sich bei der Suche nach einem Signal aus dem Gould-Gürtel um einen einmal durchgeführten Test handelt, ist die Zufallswahrscheinlichkeit ähnlich groß, wie für die Äquatorialebene der maximalen Signifikanz.
Die in der vorliegenden Arbeit bestimmte Flußobergrenze eines Beitrags kosmischer Gammastrahlung aus der galaktischen Scheibe schränkt den spektralen Verlauf dieser Strahlung im Bereich oberhalb der EGRET Messungen bis zu 130 TeV am stärksten ein. Diese Grenze liegt unterhalb der einfachen Extrapolation der direkten Satellitenmessungen und oberhalb des theoretisch mindestens zu erwartenden Beitrags der diffusen Gammastrahlung aus der π^0-Produktion. Der Beitag von unaufgelösten Gamma-Quellen liegt hiernach maximal einen Faktor 5.7 über dem erwarteten diffusen Photonenfluß. Der Spektralindex einer Extrapolation der EGRET Messungen ergibt sich zu $\gamma \geq 1.31$ und der Spektralindex eines Invers-Compton-Beitrags nach [Porter & Protheroe, 1997] wird durch $\gamma_{IC} \geq 1.26$ eingeschränkt.

12. Punktquellen

Bei der in diesem Kapitel zu beschreibenden Suche nach Punktquellen der kosmischen Gammastrahlung werden zwei Ziele verfolgt. Zum einen dient die Suche als Beleg, daß mit der neuen Untergrundberechnung Ergebnisse erzielt werden können, die in Übereinstimmung mit bisherigen Messungen sind. Zum anderen soll untersucht werden, ob ein Hinweis auf generische Quellen für Objektklassen zu finden ist. Die Breite der Signifikanzverteilung der Himmelskarte 10.7 läßt dabei nur einen kleinen Spielraum und es ist lediglich mit einem Hinweis auf eine potentielle generische Quelle zu rechnen, aber nicht mit einem eindeutigen Nachweis.
Wir orientieren uns bei den folgenden Suchen zunächst an den positiven Nachweisen von Gammaquellen durch Cherenkov-Teleskope und durch das Satelliten Experiment EGRET und wenden uns danach einigen durch Modellrechnungen motivierten Quellkandidaten zu.

12.1 Supernovaremnants

Der Krebsnebel war 1989 das erste Objekt, welches von einem abbildenden Cherenkov-Teleskop, wie sie auch die HEGRA Teleskope sind, als Quelle kosmischer Gammastrahlung identifiziert wurde [Weeks et al., 1989]. Die TeV-Strahlung wird zeitlich kontinuierlich abgestrahlt.
Der Krebsnebel stellt auch die Quelle mit der bisher höchsten nachgewiesenen Photonenergie dar. Das CANGAROO Cherenkov-Teleskop gibt in der Veröffentlichung [Sakurazawa et al., 1997] das Energiespektrum bis zu 60 TeV an (Gl. 12.1). Das HEGRA Cherenkov-Teleskop-System bestimmt den Fluß des Krebsnebels mit einer geringfügig kleineren Intensität [Aharonian et al., 1997] (Gl. 12.2). Die Spektralindizes stehen in guter Übereinstimmung und die unterschiedlichen Flüsse dokumentieren die Schwierigkeiten der absoluten Flußbestimmung. Dies ist der Grund dafür, daß oft Flüsse und Flußobergrenzen von Cherenkov-Teleskop-Messungen relativ zum Krebs-Spektrum des jeweiligen Experiments angegeben werden.

$$\Phi(E > E_\gamma, \text{CAN.}) = (1.65 \pm 0.2) \cdot 10^{-11} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\text{TeV}}\right)^{-1.53\pm0.15} /\text{cm}^2\text{s} \qquad (12.1)$$

$$\Phi(E > E_\gamma, \text{HEG.}) = (1.10 \pm 0.1) \cdot 10^{-11} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\text{TeV}}\right)^{-1.66\pm0.12} /\text{cm}^2\text{s} \qquad (12.2)$$

Nach obigen Gleichungen kann bei einer Energie von 30 TeV, wie sie ungefähr der Energieschwelle des HEGRA Szintillator-Feldes entspricht, mit einem Fluß von $9.1 \cdot 10^{-14}$ Photonen/ cm^{2}s (Gl. 12.1) bzw. $3.8 \cdot 10^{-14}$ Photonen/ cm^{2}s (Gl. 12.2) gerechnet werden.
Der Krebsnebel nimmt in den Supernovaremnants (SNR) ein Sonderrolle ein, da er ein sogenannter Plerion, also ein gefüllter SNR, ist, während die Mehrzahl der SNRs vom sogenannten Shell-Type sind. In [Völk, 1997] wird speziell die Erzeugung kosmischer Gammastrahlung in Shell-Type SNRs diskutiert und ein Vergleich der Plerionen mit den Shell-Type SNRs ist z.B. [de Jager & Baring, 1997] zu entnehmen.
Eine Besonderheit sind SNRs mit benachbarter Molekülwolke, deren Materie als Target zur Produktion kosmischer Gammastrahlung dienen kann. Für die beiden SNRs (G 78.1 oder γ Cyg und IC 443), bei denen eine Verbindung mit einer Molekülwolke diskutiert

wird, wird in [Völk, 1997] ein theoretisch zu erwartender Fluß von rund $10^{-11}\,/\mathrm{cm}^2\mathrm{s}$ oberhalb von 1 TeV berechnet. Die den spektralen Verlauf einschränkensten Flußobergrenzen für diese beiden Objekte wurden vom HEGRA Cherenkov-Teleskop-System gemessen [Hess, 1998] (Gl. 12.3 und 12.4). Die angegebene Grenze der Spektralindizes beziehen sich auf den von EGRET bestimmten Fluß der Objekte.

$$\Phi(E > 0.8\mathrm{TeV},\ \mathrm{G78, CT\text{-}Sys}) \leq 5 \cdot 10^{-12}\,/\mathrm{cm}^2\mathrm{s} \qquad \gamma > 1.65 \qquad (12.3)$$

$$\Phi(E > 0.8\mathrm{TeV}, \mathrm{IC443, CT\text{-}Sys}) \leq 6 \cdot 10^{-12}\,/\mathrm{cm}^2\mathrm{s} \qquad \gamma > 1.45 \qquad (12.4)$$

Den umfangreichsten Katalog galaktischer Supernovaremnants stellt [Green, 1996] dar. Von den 215 enthaltenen SNRs liegen 123 in einem Bereich, der durch die in Kapitel 10 beschriebene Himmelskarte abgedeckt wird (vergleiche Abb. 12.1).

Die 123 Kandidaten werden als Testpositionen in einer Himmelskarte analog zu Abbildung 10.7 analysiert. Der Suchradius wird jedoch wegen der endlichen Ausdehnung der Objekte modifiziert. Der Suchradius ergibt sich als quadratische Addition des für Punktquellen optimalen Suchradius von 1° und der Ausdehnung des jeweiligen Remnants. Die Koordinaten und die Ausdehnungen der SNRs wurden dem Katalog [Green, 1996] entnommen und in die Epoche J2000 umgerechnet. Die Ergebnisse der Suchen sind als Zahlenwerte der Tabelle 12.1 zu entnehmen. Die Beschreibung der generischen Quelle als Überlagerung aller Supernovaremnants der Selektion ist am Ende der Tabelle zu finden. Die zweidimensionale Signifikanzverteilung der generischen Quelle zeigt Abbildung 12.7.

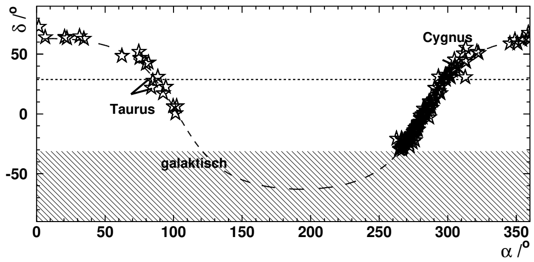


Abb. 12.1: Lageskizze der 123 selektierten SNR (siehe Tab. 12.1) des Green-Kataloges [Green, 1996].

Gleichzeitig mit dem Test an der Sollposition wurde ein Raumwinkel um jeden SNR untersucht, um sicherzustellen, daß auch in nächster Nachbarschaft kein signifikantes Signal nachzuweisen ist (z.B. Abb. 12.6).

Tab. 12.1: Selektion von 123 Supernovaremnants aus dem Green Katalog [Green, 1996] im HEGRA Szintillator Gesichtsfeld. Am Ende der Tabelle findet sich der Wert einer generischen Quelle, als Überlagerung aller Einzelquellen. (Legende siehe Seite 146)

Objekt	α [°] J2000.0	δ [°] J2000.0	R [']	Untergr. [Schauer]	Δ [Schauer]	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	UL$_\gamma$ [(cm^{2}s)$^{-1}$]
SNR1.9+0.3	267.19	-26.87	1	113	-8	-0.8	510.9	-	.495E-13
SNR21.5-0.9	278.38	-9.34	1	7843	-121	-1.4	77.9	-	.105E-12
SNR54.1+0.3	292.67	18.87	1	91997	164	0.5	28.9	.821E-13	.306E-12
SNR0.0+0.0,**Sgr A**	266.42	-27.04	3	104	-16	-1.6	510.9	-	.360E-13
SNR29.7-0.3	281.60	-2.91	3	18833	117	0.9	54.9	.101E-12	.267E-12
SNR4.5+6.8,**Kepler**	262.67	-20.59	3	805	14	0.5	228.5	.273E-13	.113E-12
SNR41.1-0.3	286.89	7.13	3	48433	42	0.2	37.0	.266E-13	.247E-12
SNR43.3-0.2	287.78	9.10	3	55331	2	0.0	35.0	.105E-14	.237E-12
SNR11.2-0.3	272.86	-18.55	4	1342	-17	-0.5	183.1	-	.868E-13
SNR16.7+0.1	275.23	-13.63	4	3764	-29	-0.5	113.5	-	.112E-12
SNR27.4+0.0	280.32	-2.97	4	18811	-40	-0.3	54.9	-	.175E-12
SNR13.5+0.2	273.56	-16.77	4	1966	86	1.9	149.0	.142E-12	.238E-12
SNR111.7-2.1,**Cas A**	350.86	58.81	5	41735	-20	-0.1	52.0	-	.138E-12
SNR59.5+0.1	295.64	23.59	5	105186	-117	-0.4	27.6	-	.220E-12
SNR357.7-0.1	265.11	-29.09	5	45	-3	-0.5	697.3	-	.522E-13
SNR15.9+0.2	274.71	-14.93	6	2849	-103	-2.0	123.9	-	.677E-13
SNR184.6-5.8,**Krebs**	83.63	22.02	6	97634	-134	-0.4	28.0	-	.218E-12
SNR31.9+0.0	282.34	1.04	6	28833	-160	-0.9	45.8	-	.150E-12
SNR84.9+0.5	312.62	44.89	6	93293	283	0.9	32.5	.116E-12	.289E-12
SNR12.0-0.1	273.04	-17.35	7	1715	20	0.5	149.0	.384E-13	.155E-12
SNR130.7+3.1	31.42	64.82	7	21169	2	0.0	72.2	.104E-14	.119E-12
SNR39.2-0.3	286.03	5.46	7	42419	322	1.6	39.4	.212E-12	.391E-12
SNR74.9+1.2	304.01	37.20	7	109824	-168	-0.5	28.5	-	.194E-12
SNR0.9+0.1	266.84	-27.88	8	76	-12	-1.5	595.7	-	.348E-13
SNR1.0-0.1	267.37	-27.60	8	82	-4	-0.5	595.7	-	.503E-13
SNR10.0-0.3	272.16	-19.56	8	1054	-8	-0.2	204.2	-	.895E-13
SNR11.4-0.1	272.69	-18.89	8	1285	-20	-0.6	183.1	-	.856E-13
SNR120.1+1.4,**Tycho**	6.33	64.14	8	22910	122	0.8	67.9	.615E-13	.170E-12
SNR67.7+1.8	298.63	31.48	9	114287	-381	-1.1	27.4	-	.164E-12
SNR1.4-0.1	267.40	-26.26	10	141	1	0.1	440.2	.481E-14	.811E-13
SNR20.0-0.2	277.02	-10.35	10	6668	-62	-0.8	83.5	-	.126E-12
SNR23.6+0.3	278.26	-7.71	10	10015	5	0.1	73.1	.519E-14	.172E-12
SNR33.6+0.1	283.20	.68	10	27756	-128	-0.8	45.8	-	.164E-12
SNR76.9+1.0	305.58	38.71	10	108802	138	0.4	29.2	.578E-13	.266E-12
SNR359.1+0.9	264.90	-28.88	11	49	-1	-0.2	697.3	-	.587E-13
SNR57.2+0.8	293.75	21.94	12	101536	-889	-2.8	28.0	-	.103E-12
SNR9.8+0.6	271.28	-19.76	12	1003	12	0.4	204.2	.234E-13	.117E-12
SNR3.7-0.2	268.85	-24.17	12	281	31	1.8	333.1	.982E-13	.171E-12
SNR18.8+0.3	275.99	-11.56	14	5442	-122	-1.7	96.6	-	.816E-13
SNR24.7-0.6	279.67	-6.37	15	12221	39	0.3	64.7	.400E-13	.215E-12
SNR36.6+2.6	282.20	4.44	15	39041	-99	-0.5	40.8	-	.185E-12
SNR46.8-0.3	289.54	12.16	15	65783	-257	-1.0	32.5	-	.172E-12
SNR30.7-2.0	283.60	-.97	16	23600	193	1.3	49.9	.158E-12	.327E-12
SNR69.7+1.0	300.67	32.72	16	114873	191	0.6	27.6	.837E-13	.302E-12
SNR32.8-0.1	282.85	.26	17	26669	-212	-1.3	47.8	-	.131E-12
SNR3.8+0.3	268.23	-24.56	18	248	9	0.6	381.8	.269E-13	.947E-13
SNR31.5-0.6	282.79	-.36	18	25099	128	0.8	47.8	.106E-12	.292E-12

Fortsetzung auf nächster Seite

Fortsetzung von vorheriger Seite

Objekt	α [°] J2000.0	δ [°]	R [']	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	UL$_\gamma$
SNR33.2-0.6	283.44	.15	18	26685	2	0.0	47.8	.160E-14	.210E-12
SNR5.2-2.6	271.87	-24.24	18	282	-18	-1.1	333.1	-	.575E-13
SNR59.8+1.2	294.73	24.32	18	106667	21	0.1	27.6	.990E-14	.261E-12
SNR65.7+1.2	298.04	29.43	18	113486	-75	-0.2	27.3	-	.232E-12
SNR84.2-0.8	313.32	43.46	18	97249	421	1.4	31.2	.180E-12	.358E-12
SNR21.8-0.6	278.19	-9.80	20	7360	-80	-0.9	83.5	-	.115E-12
SNR5.9+3.1	266.83	-21.77	20	584	22	0.9	257.4	.518E-13	.132E-12
SNR30.7+1.0	281.18	-.36	21	25063	159	1.0	47.8	.133E-12	.316E-12
SNR40.5-0.5	286.80	6.51	22	46428	334	1.5	37.0	.229E-12	.424E-12
SNR45.7-0.4	289.11	11.16	22	62336	147	0.6	33.3	.890E-13	.310E-12
SNR7.7-3.7	274.35	-23.90	22	302	37	2.1	333.1	.111E-12	.183E-12
SNR73.9+0.9	303.55	36.20	22	110883	135	0.4	28.2	.600E-13	.284E-12
SNR24.7+0.6	278.55	-6.84	22	11559	16	0.2	68.6	.166E-13	.190E-12
SNR359.0-0.9	266.70	-29.77	23	29	-2	-0.5	821.7	-	.517E-13
SNR55.7+3.4	290.33	21.73	23	100820	-514	-1.6	28.0	-	.148E-12
SNR93.3+6.9	313.10	55.36	23	53037	182	0.8	43.8	.835E-13	.233E-12
SNR17.4-2.3	277.73	-13.06	24	4233	-7	-0.1	104.5	-	.144E-12
SNR17.8-2.6	278.21	-13.28	24	4076	-77	-1.2	104.5	-	.988E-13
SNR357.7+0.3	264.63	-29.33	24	37	-10	-1.8	697.3	-	.330E-13
SNR359.1-0.5	266.37	-28.09	24	70	-5	-0.7	595.7	-	.525E-13
SNR42.8+0.6	286.83	9.08	24	54585	-73	-0.3	35.0	-	.219E-12
SNR36.6-0.7	285.15	2.94	25	34769	26	0.1	42.3	.192E-13	.240E-12
SNR22.7-0.2	278.31	-8.71	26	8613	-105	-1.1	77.9	-	.113E-12
SNR8.7-5.0	276.02	-22.14	26	525	20	0.9	257.4	.533E-13	.140E-12
SNR68.6-1.2	302.17	30.61	26	113647	-157	-0.5	27.4	-	.216E-12
SNR15.1-1.6	275.99	-15.37	27	2623	-31	-0.6	123.9	-	.117E-12
SNR16.8-1.1	276.33	-13.17	27	4069	27	0.4	104.5	.398E-13	.182E-12
SNR23.3-0.3	278.68	-7.13	27	10928	36	0.3	68.6	.395E-13	.213E-12
SNR94.0+1.0	321.21	51.88	27	66640	8	0.0	39.3	.369E-14	.189E-12
SNR109.1-1.0	345.40	58.89	28	41715	-101	-0.5	52.0	-	.125E-12
SNR4.2-3.5	272.22	-26.92	28	105	5	0.5	510.9	.234E-13	.917E-13
SNR6.1+1.2	268.74	-22.92	28	413	45	2.2	292.2	.124E-12	.201E-12
SNR112.0+1.2	348.96	61.77	30	30227	258	1.5	60.6	.126E-12	.238E-12
SNR49.2-0.7	290.95	14.10	30	72525	321	1.2	31.2	.191E-12	.408E-12
SNR53.6-2.2	294.69	17.25	30	83489	-343	-1.2	29.7	-	.174E-12
SNR34.7-0.4	284.01	1.37	31	30005	161	0.9	45.8	.125E-12	.312E-12
SNR6.4+4.0	266.29	-20.69	31	806	65	2.3	228.5	.140E-12	.221E-12
SNR18.9-1.1	277.45	-12.97	33	4231	26	0.4	104.5	.378E-13	.181E-12
SNR116.9+0.2	359.80	62.45	34	28440	-476	-2.8	60.6	-	.587E-13
SNR5.4-1.2	270.51	-23.08	35	413	14	0.7	292.2	.406E-13	.125E-12
SNR27.8+0.6	279.93	-3.49	40	20926	-21	-0.1	54.9	-	.194E-12
SNR54.4-0.3	293.34	18.94	40	108621	-25	-0.1	28.9	-	.248E-12
SNR6.4-0.1	270.13	-22.58	42	547	45	1.9	292.2	.992E-13	.169E-12
SNR127.1+0.5	22.09	63.18	45	29817	-107	-0.6	64.1	-	.109E-12
SNR166.0+4.3	81.65	42.91	45	110470	55	0.2	31.2	.232E-13	.244E-12
SNR189.1+3.0,**IC443**	94.26	22.58	45	116511	-266	-0.8	27.8	-	.202E-12
SNR8.7-0.1	271.39	-20.58	45	951	18	0.6	228.5	.351E-13	.123E-12
SNR206.9+2.3	102.17	6.44	50	51839	-458	-2.0	38.1	-	.125E-12
SNR13.3-1.3	274.86	-17.96	55	1801	48	1.1	164.7	.884E-13	.196E-12
SNR32.0-4.9	286.40	-2.92	60	22073	55	0.4	54.9	.501E-13	.258E-12

Fortsetzung auf nächster Seite

Fortsetzung von vorheriger Seite									
	α [°]	δ [°]	R	Untergr.	Δ	Signif.	E_γ	Φ_γ	UL$_\gamma$
Objekt	J2000.0		[']	[Schauer]		[σ]	[TeV]	[(cm^{2}s)$^{-1}$]	
SNR43.9+1.6	286.47	10.49	60	69325	273	1.0	34.0	.174E-12	.404E-12
SNR78.2+2.1,**gam Cyg**	305.20	40.41	60	121498	-406	-1.2	29.6	-	.171E-12
SNR116.5+1.1	358.46	63.24	70	36231	-242	-1.3	64.1	-	.929E-13
SNR117.4+5.0	358.75	67.78	70	20572	27	0.2	88.3	.135E-13	.124E-12
SNR126.2+1.6	20.46	64.26	70	32357	-27	-0.2	67.9	-	.133E-12
SNR179.0+2.6	88.43	31.09	70	154576	25	0.1	27.4	.110E-13	.288E-12
SNR211.7-1.1	101.43	.35	70	37258	-67	-0.3	47.8	-	.204E-12
SNR65.1+0.6	298.63	28.55	70	159380	-88	-0.2	27.3	-	.256E-12
SNR114.3+0.3	354.27	61.91	75	41812	286	1.4	60.6	.132E-12	.257E-12
SNR192.8-1.1	92.35	17.32	78	118550	-1	0.0	29.7	-	.299E-12
SNR132.7+1.3	34.44	62.73	80	37006	-80	-0.4	64.1	-	.134E-12
SNR166.2+2.5	79.76	41.88	80	136370	180	0.5	30.6	.799E-13	.323E-12
SNR69.0+2.7	298.36	32.88	80	160802	-70	-0.2	27.6	-	.275E-12
SNR82.2+5.3	304.78	45.49	80	127342	157	0.4	32.5	.676E-13	.298E-12
SNR93.7-0.2	322.37	50.80	80	101126	68	0.2	38.0	.287E-13	.238E-12
SNR119.5+10.2	1.66	72.78	90	10863	54	0.5	132.5	.305E-13	.117E-12
SNR39.7-2.0,**SS433**	288.12	4.92	90	66923	404	1.6	39.4	.262E-12	.484E-12
SNR28.8+1.5	279.77	-1.29	100	37403	-44	-0.2	49.9	-	.251E-12
SNR89.0+4.7	311.26	50.60	105	115779	-336	-1.0	38.0	-	.176E-12
SNR152.2-1.2	62.29	48.53	110	145173	-28	-0.1	35.9	-	.250E-12
SNR156.2+5.7	74.65	51.86	110	120110	-225	-0.6	39.3	-	.192E-12
SNR160.9+2.6	75.17	46.67	130	182347	-259	-0.6	34.0	-	.236E-12
SNR180.0-1.7	84.79	27.86	180	328670	-467	-0.8	27.3	-	.349E-12
SNR74.0-8.5	312.77	30.69	200	396816	-403	-0.6	27.4	-	.392E-12
SNR205.5+0.5,**Monoc**	99.67	6.45	220	186404	-1033	-2.4	38.1	-	.221E-12
SNR65.3+5.7,**CygLoop**	293.24	31.19	275	668702	-1611	-2.0	27.4	-	.324E-12
Generische Quelle	-	-	-	29466830	-1759	-0.3	46.7	-	.355E-13

Legende der Tabellen in Kapitel 12:

Objekt:	Name des zu untersuchenden Objekts nach Standardkatalogen
α**:**	Rektaszension des Objekts in Grad
δ**:**	Deklination des Objekts in Grad
Untergr.:	Anzahl der Schauer im betrachteten Raumwinkel der Untergrundkarte
Δ**:**	Differenz der Daten- (D) und Untergrundkarte (U) für den betrachteten Raumwinkel ($\Delta = D - U$)
Signif.:	Signifikanz des Unterschieds in Daten- und Untergrundkarte nach [Li & Ma, 1983]
E_γ**:**	Energieschwelle des betrachteten Raumwinkels für Photonen in TeV
Φ_γ**:**	Fluß des Objektes in [(cm^2 s)$^{-1}$]; wird bei positiver Signifikanz angegeben und bedeutet keine Wertung als reale Quelle
UL$_\gamma$**:**	Flußobergrenze des photonischen Beitrags zum 90% Vertrauensniveau in [(cm^2 s)$^{-1}$]

Tabelle 12.1 enthält zusätzlich:

R:	Durchmesser des Supernovaremnants in Bogenminuten nach [Green, 1996]; bei asymmetrischen SNR gemittelt über beide Halbachsen

Tabelle 12.3 enthält zusätzlich:

Rotv:	Rotverschiebung des AGN

Tabelle 12.4 enthält zusätzlich:

$\Phi_\gamma(E > 1$**GeV**$)$**:**	Photonen-Fluß des Objekts oberhalb von 1 GeV nach [Lamb & Macomb, 1997] in [(cm^2 s)$^{-1}$]

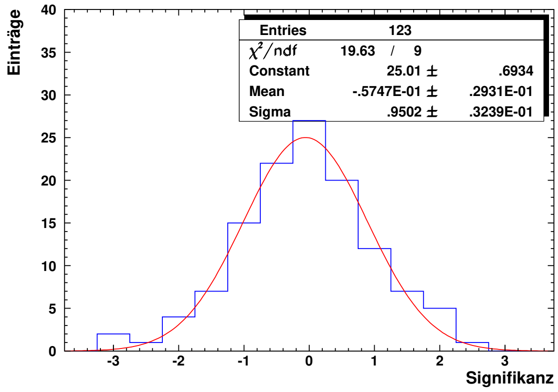


Abb. 12.2: Signifikanzverteilung der 123 SNRs im Gesichtsfeld des HEGRA Szintillator-Feldes (vergleiche Tab. 12.1)

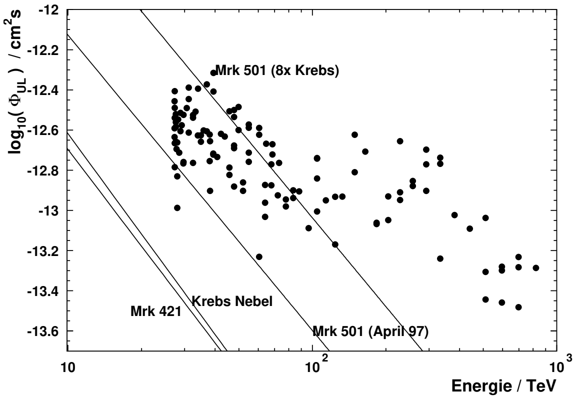


Abb. 12.3: Flußobergrenze der 123 SNRs im Vergleich zum Spektrum des Krebsnebels (Gl. 12.2) und verschiedener Spektren aktiver Galaxienkerne (vergl. Abb. 12.14).

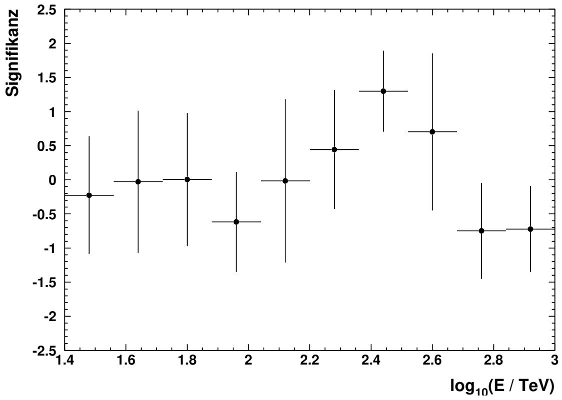


Abb. 12.4: Signifikanz der 123 SNRs als Funktion der Schwellenergie

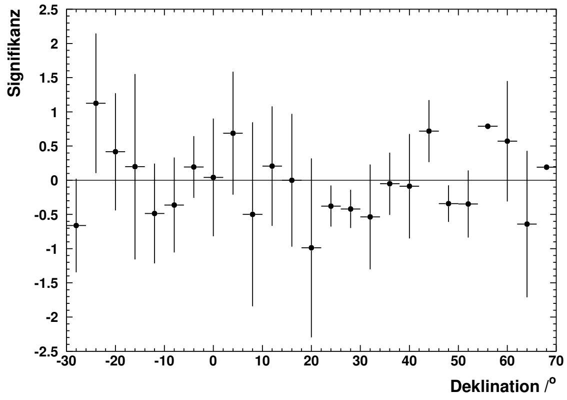


Abb. 12.5: Signifikanz der 123 SNRs als Funktion der Deklination

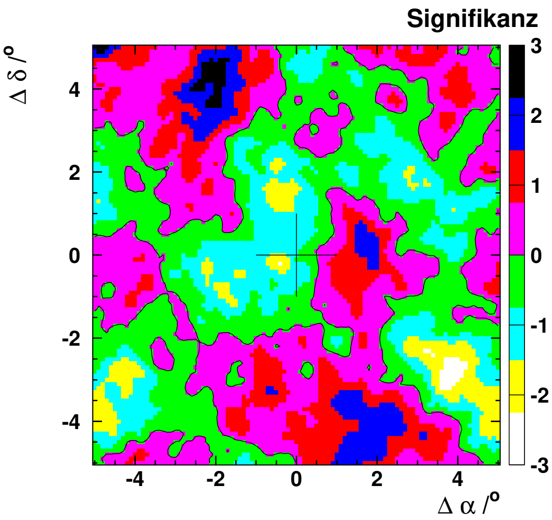


Abb. 12.6: Signifikanzverteilung einer Punktquellensuche in der Umgebung des SNR IC 443

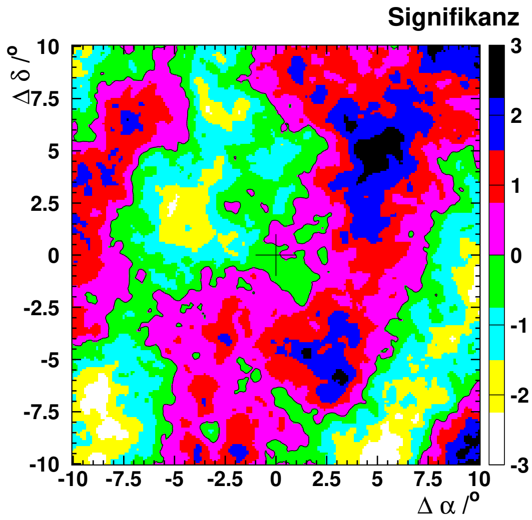


Abb. 12.7: Signifikanzverteilung der generischen Quelle aller 123 SNR

Es wurde in der Suche kein SNR als signifikante Quelle gefunden. Die Verteilung der Signifikanzen aller 123 Tests entspricht einer N(0,1)-Verteilung (siehe Abb. 12.2). Reduziert man den Katalog auf SNRs mit einer Energieschwelle unter 100 TeV, von denen ein Beitrag der Gammastrahlung zu erwarten ist, so zeigen die Signifikanzen wiederum eine N(0,1)-Verteilung. Allgemein ist keine energieabhängige Variation der Signifikanzen zu finden (Abb. 12.4). Die Signifikanzverteilung als Funktion der Deklination zeigt keine Symmetrie zur Deklination von $28.8°$ und wir werten dies erneut als Hinweis auf eine korrekte Untergrundbestimmung, da dies ohne Luftdruckkorrektur nicht erreicht wurde.
Eine Suche auf der Basis von AIROBICC-Daten [Prosch, 1997] erbrachte ebenfalls kein signifikantes Signal eines Remnants. Die Flußobergrenzen liegen leicht unter den in der vorliegenden Arbeit ermittelten.
Die Flußobergrenzen aller Tests liegen oberhalb der Extrapolation des Krebsnebel Spektrums nach Gleichung 12.2 (vergleiche Abb. 12.3). Die Sensitivität, die mit dem verwendeten Datensatz erreicht wird, läßt damit nicht den Nachweis eines Objekts zu, das ungefähr der Leuchtkraft des Krebsnebels entspricht. Es ist in Übereinstimmung mit anderen Analysen kein SNR gefunden worden, der eine höhere Intensität als der Krebsnebel erreicht.
Der höchste Fluß wird nach [Völk, 1997], wie oben beschrieben, von den Objekten IC 443 und γ-Cygni erwartet, da hierbei durch benachbarte Molekülwolken mit einem erhöhten Beitrag der Gammastrahlung gerechnet wird. Die Obergrenzen unserer Messungen

$$\Phi_{Cygni}(E > 30\text{TeV}) \leq 2 \cdot 10^{-13}\,/\text{cm}^2\text{s} \tag{12.5}$$

$$\Phi_{IC443}(E > 28\text{TeV}) \leq 3 \cdot 10^{-13}\,/\text{cm}^2\text{s} \tag{12.6}$$

liegen leicht oberhalb der Flußgrenzen, wie sie in [Prosch, 1997] bestimmt wurden. Die vorliegende Szintillator-Analyse und die AIROBICC-Analyse liefern Flußobergrenzen, die wiederum oberhalb derer des HEGRA Cherenkov-Teleskop-Systems liegen (vergleiche Gl. 12.3 und 12.4).

12.1.1 Der Krebsnebel

Der Krebsnebel kann von Cherenkov-Teleskopen zweifelsfrei als Quelle kosmischer Gammastrahlung nachgewiesen werden. Dieser SNR wird zumeist als Eichquelle verwendet. Abbildung 12.9 zeigt die Signifikanzverteilung in der nächsten Umgebung des Krebsnebels und Abbildung 12.8 zeigt exemplarisch für den Krebsnebel die Verteilung auf einem großen Gesichtsfeld. Es ist keinerlei auffällige Signifikanz in der Nähe des Nebels zu finden.
Hier soll dieses Objekt als Test der Untergrundberechnung herangezogen werden. Der genutzte Datensatz ist größer als in bisherigen Suchen auf der Basis von HEGRA Szintillator-Daten. Im Vergleich dazu ergeben AIROBICC-Datensätze durch die bessere Winkelauflösung eine höhere Sensitivität.
Tabelle 12.2 zeigt, daß die Signifikanz des Krebsnebels im Bereich der anderen Analysen liegt. Die Flußgrenze ausgedrückt in Einheiten ('crab') des Spektrums, wie es in Gleichung 12.2 beschrieben wurde, zeigt, daß der Datensatz in der Sensitivität für Punktquellensuchen zwischen den älteren Szintillator- und den AIROBICC-Auswertungen liegt.
Diese gute Einordnung der ermittelten Flußobergrenze des Krebsnebels in die Ergebnisse anderer Analysen wird als weiteres Indiz für einen gut bestimmten Untergrund der Himmelskarten gewertet.

12.2 Kerne aktiver Galaxien

Der aktive Galaxienkern Mrk 421 wurde zeitlich als zweite signifikante Quelle der kosmischen Gammastrahlung nachgewiesen [Punch et al., 1992]. Dieser AGN (AGN - Ac-

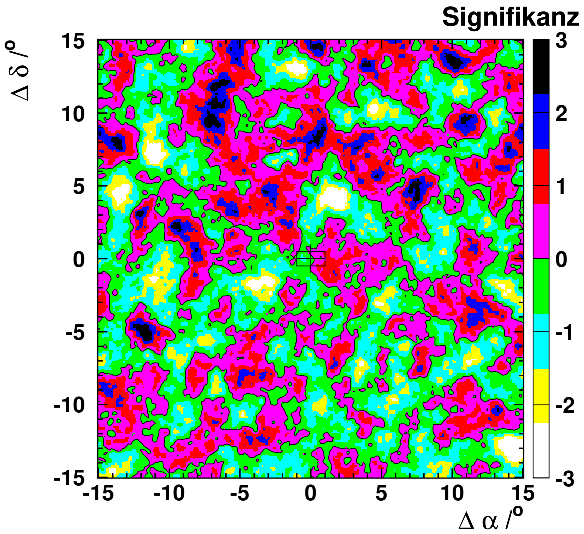


Abb. 12.8: **Signifikanzverteilung im $30° \times 30°$ Gesichtsfeld zentriert an der Position des Krebsnebel**

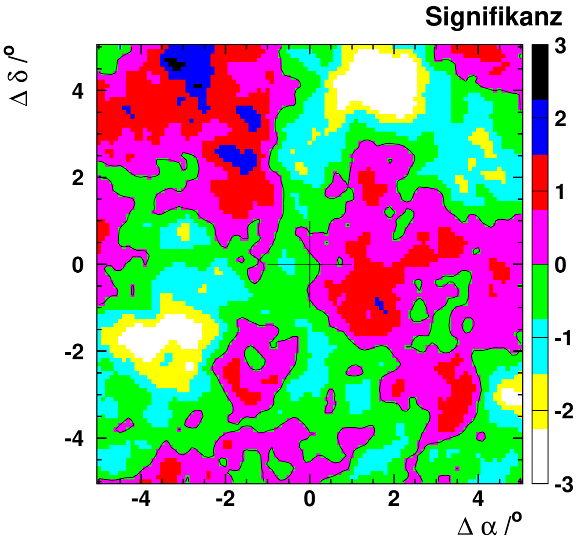


Abb. 12.9: Ausschnitt aus Abb. 12.8

Szintillator Analysen	E_γ	σ	UL$_\gamma$ [/cm^{2}s]	UL$_\gamma$ [/crab]
[Merck, 1993]	49	-0.42	1.47E-13	**8.5**
[Kühn, 1995]	40	-1.29	1.47E-13	**6.1**
[Prahl, 1996]	49	-1.12	0.93E-13	**5.4**
[Willmer, 1997]	50	-1.00	0.87E-13	**5.2**
Vorliegende Arbeit	28	-0.43	2.18E-13	**4.9**
AIROBICC Analysen	E_γ	σ	UL$_\gamma$ [/cm^{2}s]	UL$_\gamma$ [/crab]
[Karle, 1994]	24	-0.79	1.79E-13	**3.2**
[Prosch, 1997]	15	-0.35	3.10E-13	**2.5**
[Prahl, 1997]	16	-1.28	1.26E-13	**1.1**

Tab. 12.2: Der Krebsnebel in anderen HEGRA Analysen. Die letzte Spalte gibt die Flußobergrenzen der Analysen in Einheiten des Krebsnebelspektrum an, wie es vom HEGRA Cherenkov-Teleskop-System bestimmt wurde (Gl. 12.2).

tive Galactic Nucleus, aktiver Galaxienkern) ist ein sogenannter Blazar vom Typ BL Lac. Diese Objekte haben einen Ruhezustand, in dem der Fluß kleiner ist als der, der vom Krebsnebel nachgewiesen wird. Auf der Zeitskala von Tagen bis hin zu Monaten kommt es zu einem Ausbruch, bei dem der Fluß stark ansteigt. So erreichte der AGN Mrk 501 1997 einen Fluß, der dem achtfachen des Krebsnebels entspricht.
Gleichung 12.7 gibt das Energiespektrum des AGN Mrk 421 im annähernden Ruhezustand wieder [Petry et al., 1996] und Gleichung 12.8 zeigt im Vergleich das Energiespektrum während eines Ausbruchs von Mrk 501 [Aharonian et al., 1997]. Die Aktivität des Mrk 501 dauert im Frühjahr 1998 mit variabler Intensität noch an.
Die Veröffentlichung vom Messungen des Mrk 501 mit dem HEGRA Cherenkov-Teleskop-System [Aharonian et al., 1997] (Gl. 12.8) beruht auf Daten des Zeitraums März, April 1997, in dem Mrk 501 noch nicht seine maximale Aktivität erreicht hat. Die Flußnormierung mehrerer Experimente (siehe z.B. [Protheroe et al., 1997]) fällt ähnlich un-

terschiedlich aus, wie für das Krebsnebelspektrum. Der Spektralindex wird jedoch wieder einheitlich bestimmt und es deutet sich an, daß der Index über die Aktivitätphase konstant bleibt und kleiner als in der Ruhephase ist.

$$\Phi(E > E_\gamma, \text{Mrk421}) = (0.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-11} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\text{TeV}}\right)^{-1.60\pm0.10} /\text{cm}^2\text{s} \quad (12.7)$$

$$\Phi(E > E_\gamma, \text{Mrk501}) = (2.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-11} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\text{TeV}}\right)^{-1.47\pm0.07} /\text{cm}^2\text{s} \quad (12.8)$$

AGNs, die in den untersuchten 2.5 Jahren hauptsächlich im Zustand eines Ausbruchs waren, sind demnach als Quelle nachweisbar. Waren sie lediglich in einem kurzen Zeitintervall aktiv, so reich die Sensitivität des Datensatzes nicht aus, um die Quellen nachzuweisen (vergleiche Abb. 12.14).

In der Analyse [Westerhoff, 1996] wurde eine generische Quelle von 12 AGNs mit einer Signifikanz von 4.1σ in HEGRA Geiger-Turm-Daten (unter Verwendung einer γ-Hadron-Separation) und 3.7σ in älteren HEGRA Szintillator-Daten gemessen. Nachfolgende Untersuchungen auf der Basis von AIROBICC-Daten und Reanalysen des Szintillator-Datensatzes (z.B. [Prahl, 1997], [Wittek, 1998] und [Willmer, 1997]) bestimmten Flußobergrenzen, die unter den in [Westerhoff, 1996] bestimmten liegen.

Der Untersuchung [Westerhoff, 1996] lagen 12 nahe BL Lac Objekte, wie der AGN Mrk 421, zu Grunde. Der Katalog wurde, als Vorschlag für Beobachtungen mit den HEGRA Cherenkov-Teleskopen, auf 53 Objekte erweitert [Fonseca et al., 1997]. Die Selektion schränkt die Deklination auf eine Kulmination bei Zenitwinkeln $\theta \leq 30^\circ$ ein. Damit liegt ein Katalog potentieller Quellen vor, der im Gegensatz zum Katalog der SNRs nicht den gesamten Deklinationsbereich, dafür aber den gesamten Rektaszensionsbereich abdeckt.

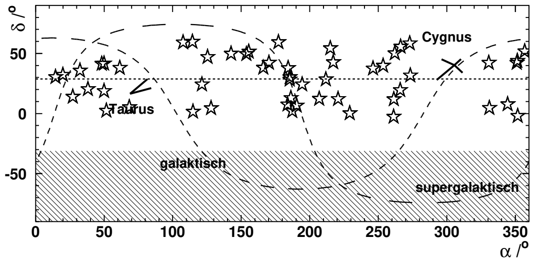


Abb. 12.10: Lageskizze von 53 AGNs vom Blazar Typ (Katalog nach [Fonseca et al., 1997])

Der Sortierung der 53 Objekte nach ihrer Rotverschiebung z liegt die Idee zu Grunde, daß bei einer Entfernung von $z > 0.062$ die optische Tiefe von $\tau(50\text{TeV}) = 1$ erreicht wird [Westerhoff, 1996] und das potentielle Signal damit im TeV Bereich nicht mehr nachweisbar ist.

Alle Objekte stellen im Vergleich zur Winkelauflösung des Szintillator-Feldes Punktquellen dar. Es erfolgt die Auswertung der Daten- und Untergrundkarte mit einem Suchradius von 1°, analog zur Signifikanzkarte 10.7. Neben der Analyse der Signifikanzen an den Katalogpositionen der Objekte, wurde eine Suche in der Umgebung der AGNs durchgeführt (vergleiche Abb. 12.15 und 12.16) und eine generische Quelle als Überlagerung aller Kandidaten untersucht (siehe Abb.12.11 und 12.12).

Objekt	Rotv. [z]	α [°]	δ [°]	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	UL$_\gamma$
		J2000.0							
Muehleisen	.002	272.89	58.42	40537	-209	-1.0	49.6	-	.107E-12
1222+131	.003	186.26	12.89	67692	160	0.6	31.8	.930E-13	.313E-12
1146+596	.011	177.21	59.42	37473	-354	-1.8	52.0	-	.800E-13
0055+300 (1)	.017	14.45	30.35	115711	-68	-0.2	27.3	-	.226E-12
0316+413	.018	49.95	41.51	99473	7	0.0	30.6	.314E-14	.220E-12
1725+521	.018	261.27	11.87	63124	-152	-0.6	32.5	-	.199E-12
2201+044 (2)	.028	331.07	4.67	41220	-241	-1.2	39.4	-	.147E-12
MRK 0421 (3)	.031	166.11	38.21	108448	57	0.2	28.9	.242E-13	.245E-12
1743+557	.031	266.24	55.70	49284	309	1.4	45.6	.138E-12	.270E-12
1721-026	.033	261.16	-2.72	19007	-80	-0.6	54.9	-	.156E-12
0430+052 (4)	.033	68.30	5.35	41318	-54	-0.3	39.4	-	.204E-12
MRK 0501 (5)	.034	253.47	39.76	101893	227	0.7	29.6	.982E-13	.296E-12
0206+355	.037	32.41	35.80	111856	-343	-1.0	28.2	-	.162E-12
0733+597	.040	114.38	59.68	35829	37	0.2	54.6	.170E-13	.153E-12
2344+513 (6)	.044	356.77	51.71	67290	176	0.7	39.3	.728E-13	.228E-12
1514+004 (7)	.052	229.17	0.25	26536	209	1.3	47.8	.160E-12	.328E-12
0402+379 (9)	.055	61.46	38.06	106574	179	0.5	28.9	.771E-13	.285E-12
1725+502 (8)	.059	262.08	50.22	70875	130	0.5	36.9	.569E-13	.229E-12
0116+319 (10)	.059	19.90	32.18	116378	-328	-1.0	27.5	-	.170E-12
0802+243 (11)	.059	121.40	24.16	103389	-82	-0.3	27.6	-	.230E-12
2321+419	.059	350.97	42.18	103110	10	0.0	30.6	.404E-14	.217E-12
1214+381 (12)	.062	184.22	37.91	108509	346	1.0	28.9	.147E-12	.338E-12
Generische Quelle A	$\leq .062$	-	-	1635546	-86	-0.1	34.3	-	.437E-13
2200+420	.069	330.68	42.28	102595	151	0.5	30.6	.618E-13	.257E-12
1404+286	.077	211.75	28.45	108431	409	1.2	27.3	.190E-12	.397E-12
1741+196	.083	265.99	19.59	92684	576	1.9	28.5	.291E-12	.492E-12
1219+285	.102	185.38	28.23	108577	173	0.5	27.3	.802E-13	.306E-12
1812+314	.117	273.40	31.74	111742	-297	-0.9	27.5	-	.178E-12
1345+125	.121	206.89	12.29	65534	-184	-0.7	32.5	-	.188E-12
1118+423	.124	170.20	42.20	99284	276	0.9	30.6	.116E-12	.303E-12
0145+138	.125	27.12	14.04	73070	67	0.2	31.2	.375E-13	.272E-12
0706+591	.125	107.63	59.14	37501	14	0.1	52.0	.643E-14	.155E-12
1426+428	.129	217.14	42.67	98073	-469	-1.5	31.2	-	.126E-12
1219+301	.130	185.34	30.18	112422	35	0.1	27.3	.158E-13	.257E-12
0818+472	.130	125.39	47.04	81854	28	0.1	34.0	.121E-13	.210E-12
1212+078	.136	183.80	7.53	49825	90	0.4	35.9	.581E-13	.276E-12
0309+411	.136	48.26	41.33	99889	311	1.0	30.1	.134E-12	.322E-12
0229+200	.140	38.20	20.29	96794	129	0.4	28.5	.627E-13	.290E-12
1255+244	.141	194.38	24.21	105125	-16	-0.1	27.6	-	.246E-12
1019+514	.141	155.55	51.40	66853	-310	-1.2	38.0	-	.122E-12
2323+435	.145	351.43	43.78	96896	437	1.4	31.8	.178E-12	.346E-12
0323+022	.147	51.56	2.42	32718	-273	-1.5	44.0	-	.124E-12
1239+069	.150	190.45	6.60	46476	229	1.1	37.0	.152E-12	.348E-12
1418+546	.152	214.94	54.39	55522	339	1.4	42.1	.152E-12	.293E-12
1226+023	.158	187.28	2.05	31857	12	0.1	44.0	.850E-14	.220E-12
1440+122	.162	220.70	12.01	64563	145	0.6	32.5	.855E-13	.305E-12
0829+046	.180	127.95	4.49	38733	276	1.4	40.8	.187E-12	.366E-12
0927+500	.188	142.66	49.84	73249	-234	-0.9	36.9	-	.137E-12
2324-023	.188	351.73	-2.04	22082	18	0.1	52.4	.144E-13	.203E-12
0317+183	.190	49.97	18.76	90934	-46	-0.2	28.9	-	.237E-12
2254+074	.190	344.32	7.72	52435	-127	-0.6	35.9	-	.189E-12
0736+017	.191	114.82	1.62	30017	-335	-1.9	44.0	-	.114E-12
1625+373	.200	246.18	37.44	106567	28	0.1	28.5	.122E-13	.244E-12
1013+498	.200	153.77	49.43	75503	143	0.5	35.9	.613E-13	.235E-12
Generische Quelle B	$\leq .200$	-	-	3963348	1512	0.8	33.6	.137E-13	.394E-13

Tab. 12.3: Katalog 53 naher Blazare mit Deklination $\delta = 28.8° \pm 30°$ mit den Ergebnissen der zugeordneten Punktquellensuche auf der Basis der HEGRA Szintillator-Daten (Legende siehe Seite 146, Erläuterungen siehe Text)

Im vorliegenden Datensatz konnte keine signifikante Einzelquelle gefunden werden (Tab. 12.3 und Abb. 12.13). Die Betrachtung zweier generischen Quellen (Quelle A mit $z \leq 0.062$ und Quelle B mit $z \leq 0.2$) konnte keine der Sollposition benachbarte Quelle identifizieren, deren Signifikanz oberhalb einer statistischen Fluktuation lag. Die 'Quelle' (Signifikanz $\geq 3\sigma$), die der Sollposition am nächsten liegt, befindet sich bei allen AGNs des Kataloges bei einem Winkelabstand von $\geq 1°$.

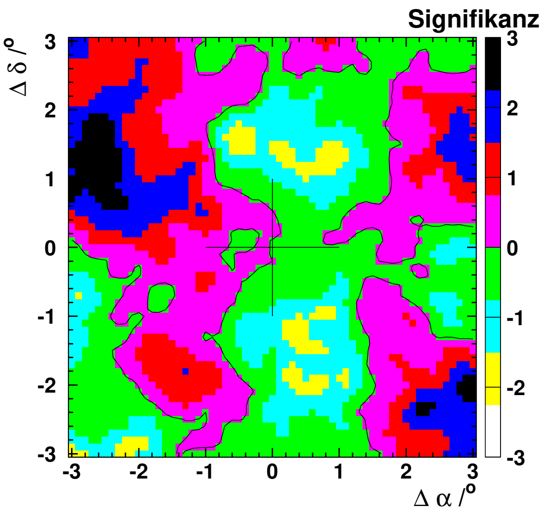


Abb. 12.11: Signifikanzverteilung in der Umgebung der generische Quelle aus 22 AGNs mit $z \leq 0.062$

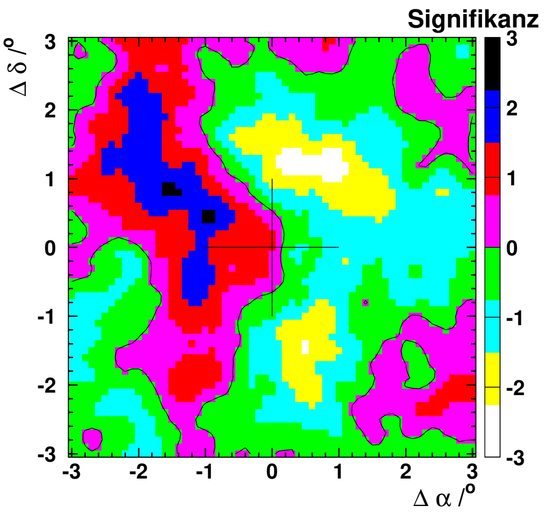


Abb. 12.12: Signifikanzverteilung in der Umgebung der generische Quelle aller 53 AGNs

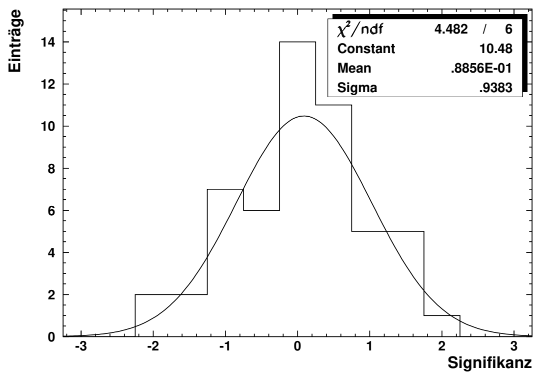


Abb. 12.13: Signifikanzverteilung der 53 AGNs (siehe Tab. 12.3)

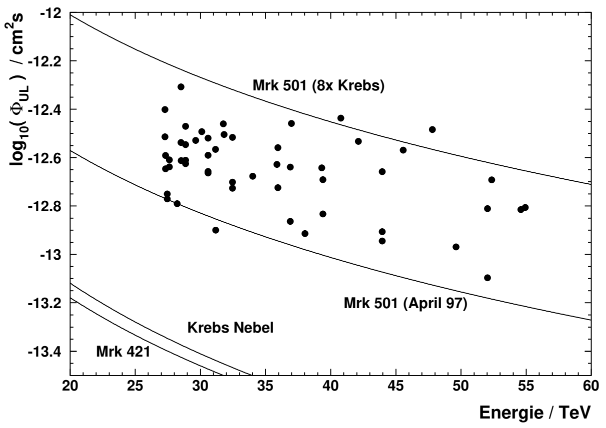


Abb. 12.14: Flußgrenze der 53 AGNs im Vergleich zu den Spektren der Objekte Krebsnebel (Gl. 12.2), Mrk 421 (Gl. 12.7) und Mrk 501 (Markierung 'April 97' entspricht Gl. 12.8). Das Spektrum mit der Markierung '8x Krebs' entspricht Gl. 12.8, der Fluß wurde jedoch auf den maximalen Ausbruch skaliert, bei dem der Fluß rund das achtfache Niveau des Krebsnebels erreichte.

Entgegen der Hypothese eines fehlenden Quellbeitrags bei Rotverschiebungen von $z > 0.062$ ist die Signifikanz der generischen Quellen in Tabelle 12.3 für die nahe Quelle (A) leicht negativ, während die entfernte Quelle (B) leicht positive Signifikanz zeigt.
Die Flußobergrenzen aller Kandidaten liegen zwischen dem Grundzustand des AGN Mrk 421 und dem Ausbruch des AGN Mrk 501. Dies wird in der Art interpretiert, daß in dem verwendeten Datensatz kein Hinweis auf eine generische TeV-Photon-Quelle vorhanden ist und auch eine Einzelquelle, die eine Großteil der 2.5 Jahre aktiv war, fehlt.
Abbildung 12.14 belegt, daß alle Flußgrenzen der AGNs oberhalb des Krebsspektrums (Gl. 12.2) liegen und ein AGN im Ruhezustand nicht als Quelle nachweisbar ist.
Die Flußobergrenzen der generischen Quellen A und B liegen eine Faktor 15.7 (Quelle A) und 13.7 (Quelle B) über dem Spektrum des AGN Mrk 421 nach Gleichung 12.7). Der Fluß der generischen Quelle B, mit einer Signifikanz von 0.8σ, liegt beim 4.8-fachen des Mrk 421 Flusses.
Vergleicht man die Flußgrenzen der generischen Quellen mit dem Spektrum des Mrk 501 nach Gleichung 12.8, so ist festzustellen, daß die Obergrenzen beim 3.7-fachen (Quelle A) bzw. 3.2-fachen (Quelle B) des Mrk 501-Fluß liegen.

12.2.1 Die Blazare Mrk 421 und Mrk 501

Zur Illustration der Analysen werden die Objekte Mrk 421 und Mrk 501 herausgegriffen, die sich in dem vorliegenden Datensatz nicht auffällig herausheben, aber durch Cherenkov-Teleskope zweifelsfrei als Quelle kosmischer Gammastrahlung nachgewiesen sind.
Die Abbildungen 12.15 und 12.16 belegen, daß keine signifikante Punktquelle in der Umgebung der Objekte Mrk 421 und Mrk 501 zu erkennen ist. Die Verteilung der Signifikanzen läßt keine Begründung eines anderen Suchfensters als das verwendete Kreisfenster von 1° Radius zu, welches einer Punktquellensuche angepaßt ist. In beiden Suchfenstern ist ein 'Quelle' mit einer Signifikanz $\geq 3\sigma$ erst in einem Abstand von mehr als 3° zu finden.

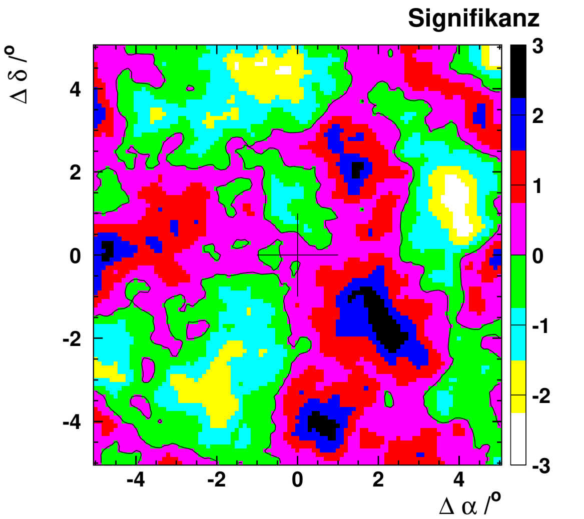


Abb. 12.15: Signifikanzverteilung einer Punktquellensuche in der Umgebung des AGN Mrk 421

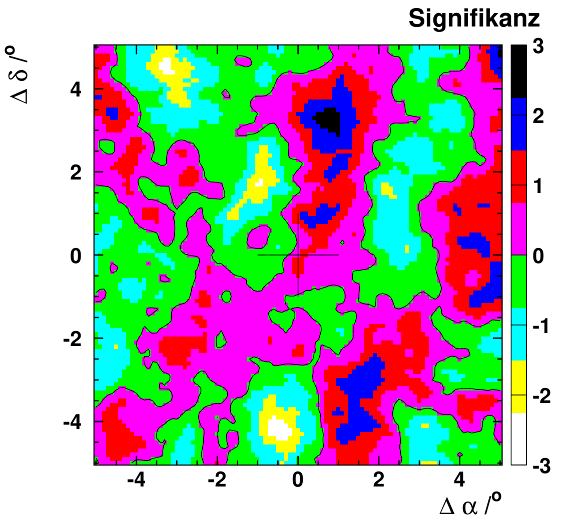


Abb. 12.16: Signifikanzverteilung einer Punktquellensuche in der Umgebung des AGN Mrk 501

12.3 EGRET GeV-Katalog

Die vorhergehenden Analysen der Supernovaremnants und Blazare wurden mit dem Nachweis von Objekten dieser Klassen durch Cherenkov-Teleskope motiviert. Bei der hier vorzustellenden Suche orientieren wir uns am Nachweis von Quellen der kosmischen Gammastrahlung durch das EGRET Satelliten Experiment.
EGRET veröffentlichte mehrere Kataloge (z.B. [Thompson et al., 1995]), die insgesamt rund 160 Quellen bei einer Energieschwelle von 30 MeV beschreiben. Zusätzlich existiert seit kurzem ein Katalog von 56 Quellen, die mit einer Signifikanz von $> 5\sigma$ bei einer Energieschwelle von 1 GeV nachgewiesen wurden [Lamb & Macomb, 1997]. Dieser Katalog enthält neun Quellen, die nicht im 30 MeV Katalog enthalten sind. Die Positionen der Quellen sind mit einem Unsicherheitsradius von rund $0.5°$ bei einem Vertrauensniveau von 95% bestimmt worden.
Bei diesen Objekten wird angenommen, daß sie auf Grund eines kleinen Spektralindex nicht im MeV Bereich wohl aber im GeV, und daher vermutlich auch im TeV Bereich, sichtbar sind.
Von den neun Objekten liegt eines nicht im Gesichtsfeld des untersuchten Datensatzes. Die Kandidaten werden als Punktquellen mit einem Suchradius von $1°$ untersucht. Die Unsicherheit der Positionsvorgabe wird beachtet, indem ein Winkelbereich um die Katalogposition abgesucht wird (siehe Abb. 12.18). Da in der Nachbarschaft der Positionen keine Quellen hoher Signifikanz gefunden wurden, beschränken wir uns im Weiteren auf die Punktquellenanalyse an den Katalogpositionen (Tab. 12.4).

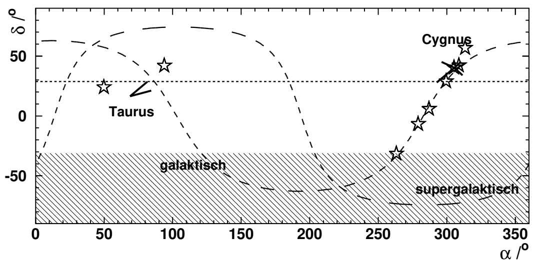


Abb. 12.17: Lageskizze der EGRET-GeV-Quellen ohne MeV-Gegenstück (Tab. 12.4)

Id	Objekt	α [°]	δ [°]	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	UL$_\gamma$ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	$\Phi_\gamma(E > 1\text{GeV})$ [(cm^{2}s)$^{-1}$]
		J2000.0								
1	J0319+2407	49.76	24.12	104527	300	0.9	27.6	.14E-12	.36E-12	2.1±0.7E-8
2	J0615+4201	93.84	42.02	96620	475	1.5	30.6	.21E-12	.38E-12	1.8±0.6E-8
3	J1732-3130	263.23	-31.51	2	-1	-	-	-	-	6.3±1.3E-8
4	J1837-0611	279.01	-6.74	11563	29	0.3	68.6	.29E-13	.19E-12	7.8±1.6E-8
5	J1907+0556	286.90	5.96	44441	341	1.6	38.1	.23E-12	.41E-12	9.1±1.9E-8
6	J1957+2859	299.48	29.00	112220	293	0.9	27.3	.13E-12	.34E-12	3.9±1.0E-8
7	J2025+4137	305.21	40.39	103011	-364	-1.1	29.6	-	.15E-12	6.8±1.5E-8
8	J2035+4213	308.83	42.22	101211	184	0.6	30.6	.76E-13	.27E-12	8.1±1.5E-8
9	J2053+5644	313.26	56.74	46475	24	0.1	47.5	.11E-13	.16E-12	3.0±0.9E-8
-	**Gen. Quelle**	-	-	620061	1290	1.6	33.5	.75E-13	.14E-12	-

Tab. 12.4: Quellen des EGRET-GeV-Katalog ohne MeV-Gegenstück. Die Tabelle beinhaltet eine Punktquellensuche auf der Basis der HEGRA Szintillator-Daten. Zum Vergleich wird in der rechten Spalte der Fluß aus dem EGRET-GeV-Katalog aufgeführt. (Legende siehe Seite 146)

Die Signifikanzkarten der neun Objekte sind Abbildung 12.18 zu entnehmen. Hier zeigt sich keine auffällige Struktur in der Umgebung der jeweiligen Quellen.
Tabelle 12.4 und Abbildung 12.19 zeigen für sieben der acht Objekte eine positive Signi-

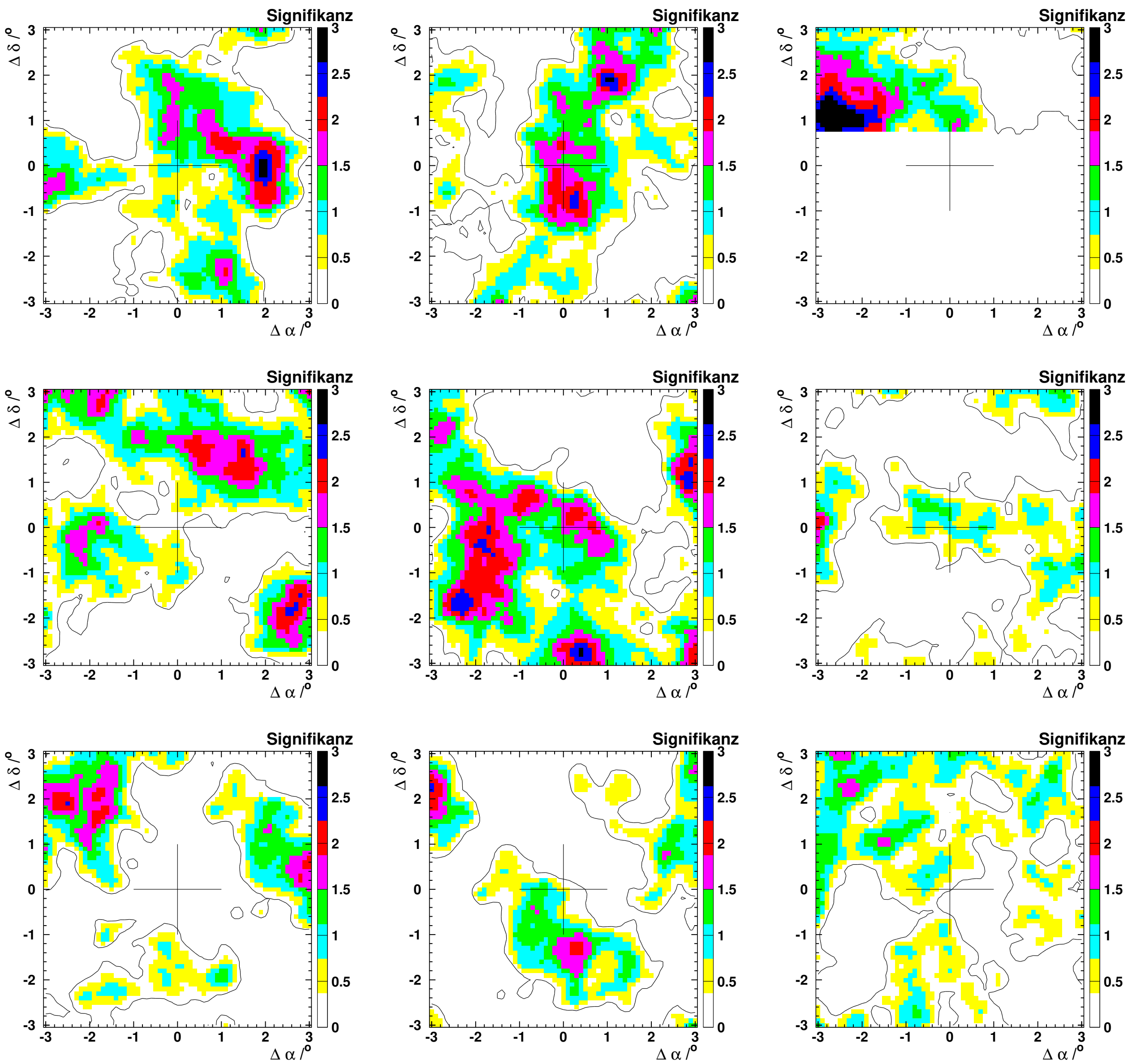


Abb. 12.18: Verteilung der Signifikanzen in einer Umgebung aller Quell-Kandidaten des EGRET-GeV-Katalog ohne MeV-Gegenstück. Die Signifikanzen sind normiert auf das Intervall [0,3]σ. Die Sortierung erfolgt nach Tab. 12.4 (oben 1, 2, 3; mitte 4, 5, 6; unten 7, 8, 9). Quelle '3' ist nicht mehr im Gesichtsfeld der verwendeten Datenselektion mit Zenitwinkeln $\theta \leq 60°$.

fikanz. Die Verschiebung zu positiven Signifikanzen entspricht einer Zufallswahrscheinlichkeit von 4.9%. Jedoch zeigt keines der Objekte für sich genommen eine auffällig hohe Signifikanz. Dies wird als Hinweis auf eine generische Quelle interpretiert, deren Einzelbeiträge lediglich statistisch um den mittleren Quellbeitrag schwanken.
Die zweidimensionale Signifikanzverteilung der Überlagerung aller acht GeV-Quellen, die im Gesichtsfeld des Datensatzes liegen, ist Abbildung 12.20 zu entnehmen.
Vergleicht man die vom EGRET Experiment bei 1 GeV bestimmten Flüsse mit dem Fluß, wie er sich aus der schwach signifikanten generischen Quelle bei 30 TeV ergibt, so kann man den Objekten einen Spektralindex von $\gamma = 1.3$ zuordnen. Die Flußobergrenze, die

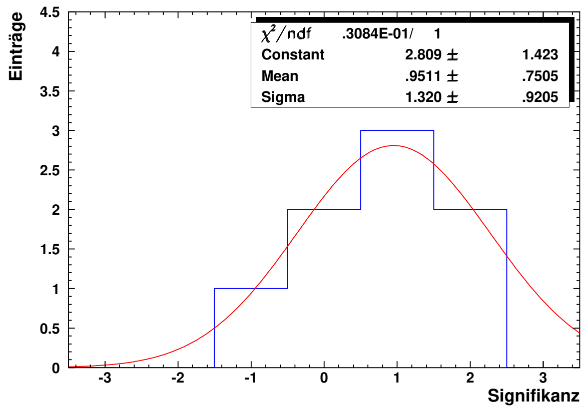


Abb. 12.19: Signifikanzverteilung der EGRET-GeV-Quellen aus Tab. 12.4. Die Verschiebung des Mittelwertes zu positiven Signifikanzen entspricht einer Zufallswahrscheinlichkeit von 4.9%.

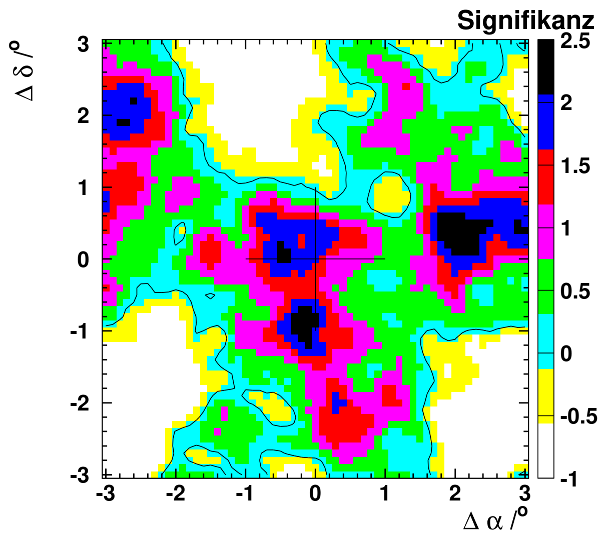


Abb. 12.20: Signifikanzverteilung in der Umgebung der generischen Quelle der acht EGRET GeV-Quellen.

sich aus den HEGRA Daten berechnen läßt, erlaubt einen Spektralindex von $\gamma \geq 1.1$ für diese Objekte.

Wir interpretieren die zu positiven Werten verschobene Signifikanzverteilung der acht GeV-Quellen als Hinweis auf eine Klasse von Objekten, die einen Beitrag zur TeV Gammastrahlung liefert, ohne daß ein Einzelobjekt in den Bereich der Sensitivität des Datensatzes gelangt. Die Zufallswahrscheinlichkeit ist mit 4.9% jedoch hoch und insbesondere eine Untersuchung der Objekte in einem großen AIROBICC-Datensatz kann hier zur Klärung beitragen.

12.4 Suche nach theoretisch motivierten Quellkandidaten

Neben den bisher untersuchten Objekten, die durch Messungen anderer Experimente einen Hinweis auf einen möglichen Beitrag zur kosmischen Gammastrahlung im TeV Bereich liefern, gibt es viele Kandidaten, die durch theoretische Berechnungen eine Quelle der TeV-Strahlung darstellen können. Hier sollen exemplarisch drei Klassen untersucht werden.

12.4.1 OB-Assoziationen

OB-Assoziationen sind Gruppen junger Sterne, die sich in einer dichten Gaswolke befinden, die Sternentstehung begünstigte. Der Sternenwind dieser Objekte erzeugt mit der umgebenden Materie eine Schockfront in der es zur Beschleunigung der Teilchen der kosmischen Strahlung kommen kann. Diese kann man als Analogon zum SNR betrachten.

In [Manchanda et al., 1996] wurde diese Vorstellung durchgerechnet und es konnten in Simulationsrechnungen Proton-Energien bis zu 10^{16}eV erreicht werden. In dieser Veroffentlichung konnte eine räumliche Übereinstimmung mehrerer unidentifizierter Quellen von COS-B *und* EGRET mit jungen Sternhaufen gezeigt werden.

Insbesondere die OB-Assoziation Berk 87 zeichnet sich nach [Manchanda et al., 1996]

durch optimale Parameter aus. Die Assoziation ist mit einer Entfernung von 0.9 kpc sehr nahe, zeigt mit 5200 km/s zweimal höhere Strömungsgeschwindigkeiten als andere und besitzt mit dem Wolf-Rayet Stern WR142 eine zentrale Quelle starken Sternenwinds. Die benachbarte Assoziation Berk 86 ist in allen Parametern weniger ausgeprägt.
Als bestes Testobjekt erscheint damit Berk 87 und nach [Giovannelli et al., 1996] werden auf der Basis der Berechnungen in [Manchanda et al., 1996] Flüsse kosmischer Gammastrahlung im TeV-Bereich vorhergesagt. Falls der Spektralindex des Protonen Spektrums flach ist ($\gamma \leq 1.4$) und eine maximale Protonenergie von 10^{15} eV erreicht wird, ist der zu erwartende Fluß kosmischer Gammastrahlung bei ~ 10 TeV größer als 10^{-12} Photonen/ cm^{2}s. Nach diesen Berechnungen ist es jedoch auch unter günstigen Bedingungen nicht zu erwarten, daß andere Assoziationen von HEGRA als Quelle identifiziert werden können.

Objekt	α [°] J2000.0	δ [°] J2000.0	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	UL$_\gamma$ [(cm^{2}s)$^{-1}$]
Berkeley 86	305.10	38.70	108764	236	0.7	29.2	.979E-13	.294E-12
Berkeley 87	305.42	37.37	110053	-158	-0.5	28.5	-	.195E-12

Tab. 12.5: Zwei OB-Assoziationen mit den Ergebnissen der zugeordneten Punktquellensuche in HEGRA Szintillator-Daten. Berk 87 wird als vielversprechender Kandidat für TeV Emission angesehen. (Legende siehe Seite 146)

Es wurde wiederum eine Analyse auf der Basis der Karte 10.7 mit einem Suchradius von $1°$ in einem Raumbereich um Berk 87 durchgeführt. Wie Tabelle 12.5 zu entnehmen ist, zeigt Berk 87 unter Punktquellen-Hypothese eine leicht negative Signifikanz und Berk 86 geringe positive Signifikanz. Somit ist in den verwendeten Daten kein Beitrag der Objekte zur TeV-Photon-Strahlung festzustellen. Die Signifikanzverteilung in der Umgebung der beiden OB-Assoziationen ist Abbildung 12.21 zu entnehmen.

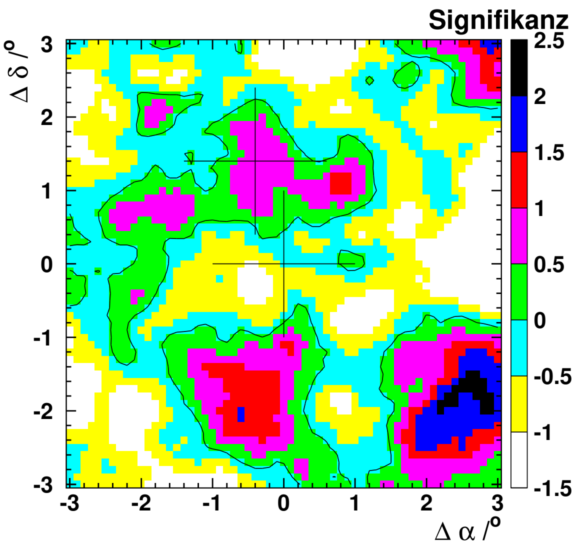


Abb. 12.21: Signifikanzverteilung einer Punktquellensuche im Raumbereichs der beiden OB-Assoziationen Berk 86 und Berk 87. Die Karte ist zentriert auf den Quellkandidaten Berk 87 und die zweite Markierung gibt die Lage des Vergleichsobjekts Berk 86 an.

Die ermittelte Flußobergrenze der Assoziation Berk 87, von $2.8 \cdot 10^{-13}$/cm^2 s bei 23 TeV, erlaubte auf der Basis von [Giovannelli et al., 1996] den Ausschluß eines Spektralindex

der primären Protonen von $\gamma \leq 1.0$ in Verbindung mit einem bei 10 TeV einsetzenden Cutoff. Ist der Spektralindex der Photonen steil ($\gamma \geq 1.4$), so sind alle berechneten Modelle mit beliebig weit reichender Photonen-Energie ohne die Notwendigkeit eines Cutoffs zulässig.
Einen Hinweis auf eine TeV-Photonstrahlung des Objekts Berk 87 ist in dem HEGRA Szintillator-Datensatz nicht zu finden und damit auch für andere OB-Assoziationen nicht zu erwarten. Die berechnete Flußobergrenze kann die Modellparameter, die in [Giovannelli et al., 1996] beschrieben werden leicht einschränken. Mit einem Cutoff im Photonen-Spektrum ist der Spektralindes auf $\gamma_{cutoff} > 1.0$ und ohne ein Abschneiden auf $\gamma \geq 1.4$ eingegrenzt.

12.4.2 Röntgenbinärsysteme

Die Röntgenbinärsysteme sind jeweils die Kombination eines jungen Sterns mit einem kompakten alten Stern. Um den alten Stern bildet sich eine Akkretionsscheibe aus.
Im Röntgenbereich bilden die Binärsysteme eine Klasse stark strahlender Objekte. Die starken Magnetfelder in Verbindung mit der Akkretionsscheibe bildet nach einigen Berechnungen (z.B. [Sokolsky, 1989]) die Grundlage für Gammastrahlung, die sich auch in den TeV Bereich erstrecken kann. In mehreren Untersuchungen (z.B. Her X-1 in [Prahl, 1997]) wurde ein Zeitintervall gefunden, bei dem ein Röntgenbinärsystem eine höhere Signifikanz aufweist, als es andere Bestimmungen der Flußobergrenzen erwarten lassen.

Objekt	α [°] J2000.0	δ [°]	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	UL$_\gamma$
X HER X-1	254.46	35.34	109426	323	1.0	28.0	.14E-12	.35E-12
X-CYG X-1	299.59	35.20	112997	111	0.3	28.0	.48E-13	.27E-12
X-CYG X-2	326.17	38.32	111688	262	0.8	28.9	.11E-12	.30E-12
X CYG X-3	308.11	40.95	102520	366	1.1	30.1	.15E-12	.34E-12
V* AM HER	274.06	49.87	73047	372	1.4	36.9	.16E-12	.31E-12
V* SS CYG	325.68	43.59	97087	-268	-0.9	31.8	-	.15E-12
V* U GEM	118.77	22.00	99031	-250	-0.8	28.0	-	.19E-12
V404 CYG	306.01	33.87	113658	72	0.2	27.8	.31E-13	.26E-12
V* AE AQR	310.04	-.87	24675	149	0.9	49.9	.11E-12	.28E-12
Gen. Quelle	-	-	844105	1160	1.3	30.8	.57E-13	.12E-12

Tab. 12.6: Katalog ausgewählter Röntgenbinärsysteme mit den Ergebnissen der zugeordneten Punktquellenanalyse. Die Zufallswahrscheinlichkeit für die Verschiebung der mittleren Signifikanz ins Positive beträgt 9.2%. (Legende siehe Seite 146)

Wir untersuchen hier einen Katalog von Röntgenbinärsystemen, der sich als HEGRA-Standardkatalog herausgebildet hat, auf die Hypothese beständig strahlender Punktquellen kosmischer Gammastrahlung (Tab. 12.6).
In einem kleinen Zeitraum der hier verwendeten 2.5 Jahren zeigt Her X-1 eine auffällig hohe Signifikanz in den AIROBICC-Daten. Dieser Überschuß wird in [Prahl, 1997] genauer untersucht.
Im verwendeten Gesamtdatensatz findet sich kein einzelnes Binärsystem mit hoher Signifikanz (vergleiche Tab. 12.6). Die Kombination aller Objekte zu einer generischen Quelle zeigt jedoch eine leichte Abweichung von einer reinen statistischen Fluktuation. Die Zufallswahrscheinlichkeit dieser Verschiebung zu positiven Signifikanzen beträgt 9.2%.

12.4.3 Mikroquasare

Eine Verbindung zwischen galaktischen Quellen und AGNs stellen die sogenannten Mikroquasare dar. Sie zeichnen sich durch eine Akkretionsscheibe und deutliche Materiejets aus und sehen daher wie Blazare aus. Ihre Energieproduktion ist jedoch wesentlich geringer und sie befinden sich innerhalb unserer Milchstraße. Beispiele sind SS 433 und GRS 1915+105 (siehe Tab. 12.7). GRS 1915+105 ist von dem HEGRA Teleskop CT 2 mit einer Signifikanz von 4.7σ gemessen worden [Aharonian & Heinzelmann, 1998].

Objekt	α [°]	δ [°]	Untergr.	Δ	Signif.	E_γ	Φ_γ	UL_γ
	J2000.0		[Schauer]		[σ]	[TeV]	[(cm^{2}s)$^{-1}$]	
GRS 1915+105	288.80	10.95	61631	97	0.4	33.3	.57E-13	.28E-12
SS 433	287.96	4.98	41186	120	0.6	39.4	.81E-13	.28E-12
Gen. Quelle	-	-	102822	213	0.7	36.0	.66E-13	.21E-12

Tab. 12.7: Katalog der beiden Mikro-Quasare mit Ergebnissen der zugeordneten Punktquellenanalyse. (Legende siehe Seite 146)

Aus Röntgen- und Radiomessungen hat sich für SS 433 das folgende Modell etabliert [Charles & Seward, 1995]. Im Zentrum eines SNRs (SNR39.7-2.0) befindet sich das Objekt SS 433. Es strahlt Materie in Form von zwei Jets ($v = 80.000$ km/s) in die Schale des SNR, welches sich im Radiobereich als ausgefranstes Gebiet von $2°$ Durchmesser darstellt. Die Röntgenstrahlung beschränkt sich auf den Bereich der Wechselwirkung der Jets mit der Hülle des Supernovaremnants. Der Rahmen in Abbildung 12.23 beschreibt die Ausdehnung des Radiobildes des SNR. Das Röntgensignal erreicht sein Maximum auf einer Achse, die annähernd parallel zur Rektaszensionsachse verläuft, in einer Entfernung von $0.5°$. Die höchste Signifikanz in diesem Rahmen wird mit 1.7σ bei einer gegen die Testposition um $-0.2°$ in Rektaszension verschoben Position erreicht.

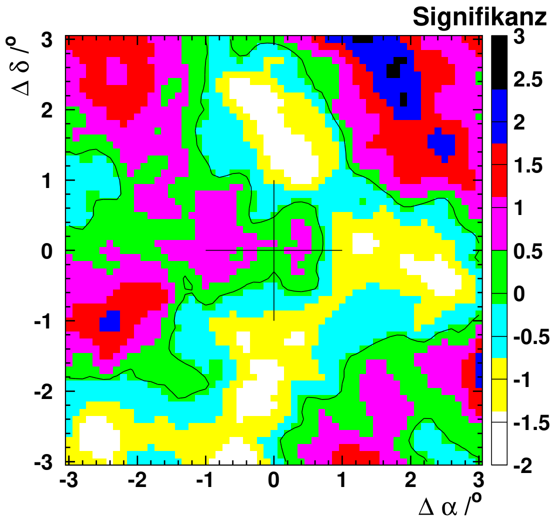


Abb. 12.22: Signifikanzverteilung der Punktquellensuche, zentriert an der Position des Mikro-Quasar GRS1915+105

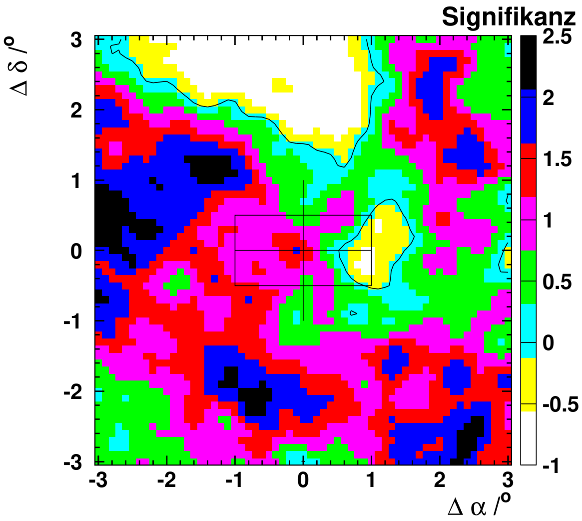


Abb. 12.23: Signifikanzverteilung der Punktquellensuche, zentriert an der Position des Mikro-Quasar SS433. Der Rahmen beschreibt die Ausdehnung des Radiosignals des zugeordneten SNR.

Beide Mikroquasare zeigen eine geringfügig positive Signifikanz, bei verhältnismäßig kleiner Energieschwelle von 30 TeV. Die Zufallswahrscheinlichkeit, diese Kombination bei einer einmaligen Untersuchung zu erhalten, liegt bei 8.9%. Ohne eine Nachuntersuchung auf der Basis eines großen AIROBICC-Datensatzes ist hier nicht zu unterscheiden, ob die Mikroquasare eine Quelle darstellen, oder ob es sich bei den Ergebnissen um statistische Fluktuationen handelt.

12.5 Zusammenfassung

In dem Gesamtdatensatz von 2.5 Jahren HEGRA Szintillator-Feld-Messungen wurde nach Punktquellen der kosmischen Gammastrahlung gesucht. Hierzu wurden die Daten- und Untergrundkarten verwendet, wie sie in Kapitel 10 beschrieben wurden. Speziell bei der Punktquellensuche ist die Sensitivität eines AIROBICC-Datensatzes auf Grund der besseren Winkelauflösung höher als die des Szintillator-Datensatzes.
Deshalb war hier das primäre Ziel zu zeigen, daß die angewandte Art der Untergrundberechnung Ergebnisse liefert, die mit anderen Analysen in Übereinstimmung sind. Es wurde, wie erwartet, keine einzelne signifikante Punktquelle nachgewiesen und die ermittelten Flußobergrenzen stehen in Übereinstimmung mit anderen Analysen. Speziell die Flußobergrenzen der Supernovaremnants liegen oberhalb des Spektrums, wie es für den Krebsnebel ermittelt wurde [Sakurazawa et al., 1997] und die Grenzen der Blazare liegt zwischen der Intensität des Mrk 421 im Ruhezustand und dem Spektrum des maximalen Ausbruchs des Mrk 501.
Desweiteren wurde nach einer generischen Quelle gesucht, die in der Überlagerung aller Kandidaten eine Verschiebung der Signifikanzverteilung der Einzelquellen zu positiven Signifikanzen zeigt. Die Supernovaremnants und Blazare zeigen keinen Hinweis auf eine generische Quelle. Allerdings deutet sich eine generische Quelle als Überlagerung der acht ausgewählten Quellen des EGRET-GeV-Katalogs an. Die EGRET-GeV-Quellen wurden, soweit dem Autor bekannt ist, bisher in keinem anderen Energiebereich untersucht und damit ist ein Vergleich der hier gewonnenen Resultate mit anderen Analysen nicht möglich.
Deutet man die Analyse der EGRET-GeV-Quellen, die kein Gegenstück im MeV-Katalog aufweisen, als Nachweis einer generischen Quelle, so ist aus dem Fluß bei 30 TeV und dem EGRET Fluß bei 1 GeV ein Spektralindex $\gamma = 1.3$ abzuleiten, der deutlich steiler ist, als der der gesamten kosmischen Strahlung.
Der Vergleich der Flußobergrenze für die OB-Assoziation Berk 87 mit einer Modellrechnung [Giovannelli et al., 1996], schränkt den Bereich des erlaubten Spektralindexes leicht ein.
Von den neun untersuchten Röntgenbinärsystemen weisen sieben eine positive Signifikanz auf. Ebenso sind beide untersuchten Mikro-Quasare mit leicht positiver Signifikanz im Gesamtdatensatz vertreten.

13. Ausgedehnte Quellbereiche

In Kapitel 11 wurde der Gould-Gürtel beschrieben. Diese Struktur beschriebt unter anderem die Verteilung naher Molekülwolken. Die Suche nach einem Signal des Gould-Gürtels ergab lediglich einen leichten Hinweis auf einen Überschuß aus dieser Region, im Vergleich zu einer isotropen Verteilung der Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung.
Molekülwolken (GMCs - Giant Molecular Clouds) sind eine Klasse von Objekten, die theoretisch einen Beitrag zur kosmischen Gammastrahlung liefern können. Dabei wird von einer π^0-Erzeugung durch Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der verdichteten Materie ausgegangen. Der Effekt wird verstärkt, falls sich, wie im Falle des SNR IC 443, ein Beschleunigungsmechanismus in der Nähe einer Wolke befindet [Aharonian, 1995a]. Hier soll untersucht werden, ob GMCs mit positiver Signifikanz im HEGRA Szintillator-Datensatz nachgewiesen werden können und damit den leichten Überschuß im Gould-Gürtel als Signal stützen können.
Neben den GMCs werden in diesem Kapitel Galaxienhaufen als ausgedehnte Objekte mit theoretisch vorhergesagter TeV-Photon Emission untersucht. Die Erzeugung der kosmischen Gammastrahlung durch Galaxienhaufen wird mit dem Fermi Mechanismus und anschließender π^0-Produktion beschrieben [Biermann, 1997].

13.1 Molekül- und Dunkelwolken

Die interstellare Materie (ISM) besteht zum überwiegenden Massenanteil aus Gas, dessen Hauptanteil Wasserstoff ist. Dieses Gas ist stark in der galaktischen Ebene konzentriert. Der atomare, neutrale Wasserstoff HI ist über die 21 cm Strahlung nachweisbar und definiert die Lage der Spiralarme der Milchstraße. In kälteren Regionen liegt der Wasserstoff in molekularer Form als H_2 vor, welcher über die Korrelation mit Strahlung der CO Moleküle nachweisbar ist. Er konzentriert sich in den sogenannten Molekülwolken. In diesen Wolken treten Verdichtungen auf, die Sternentstehung begünstigen. Hier tritt der Wasserstoff wegen der erhöhten Temperatur ionisiert als HII auf. Molekülwolken sind als Population I in den Spiralarmen lokalisiert. Sie gruppieren sich hauptsächlich entlang des in Kapitel 11.2 beschriebenen Gould-Gürtel.
Tabelle 13.1 beschreibt einen Katalog von Molekülwolken bzw. Verdichtungen innerhalb sehr ausgedehnter Gaswolken. Eine zur Orientierung durchgeführte Punktquellensuche an der Position des Wolkenzentrums zeigt kein deutliches Signal der Molekülwolken.
Um die Ergebnisse der Punktquellensuche, wie sie in Tabelle 13.1 aufgeführt sind, einzuordnen, vergleichen wird diese mit den Flußobergrenzen, wie sie die Experimente Whipple und CASA-MIA bestimmt haben und mit zwei Extrapolationen von EGRET Messungen.
Das CASA-MIA Experiment bestimmte für die Molekülwolke Taurus TMC1 eine Obergrenze von

$$\Phi_{TMC1}(E > 300\text{TeV}) \leq 4 \cdot 10^{-14}\,/\text{cm}^2\text{s} \quad \text{[Matthews, 1990]} \tag{13.1}$$

und das Whipple Experiment veröffentlicht für die gleiche Wolke eine Grenze von

$$\Phi_{TMC1}(E > 500\text{GeV}) \leq 2 \cdot 10^{-11}\,/\text{cm}^2\text{s} \quad \text{[Reynolds et al., 1993]} \tag{13.2}$$

Aus zwei Veröffentlichungen basierend auf EGRET Daten ist zu entnehmen, daß der maximale Photonenfluß oberhalb von 100 MeV von der Orion A Wolke $1 \cdot 10^{-4}$ /cm ^{2}s sr [Digel et al., 1995] und von der ρ-Ophiuchus Wolke $2{\cdot}10^{-4}$ /cm ^{2}s sr [Hunter et al., 1994]

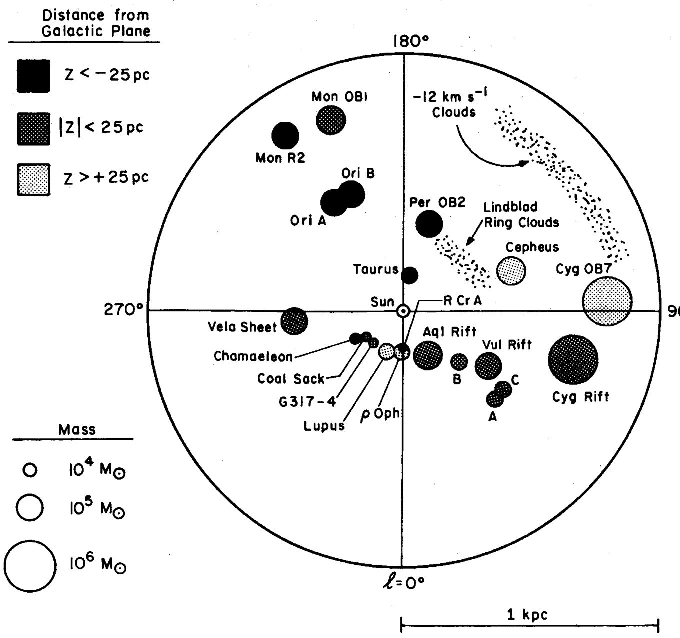


Abb. 13.1: Lage der Molekülwolken in der galaktischen Ebene in einer 1 kpc Umgebung um die Sonne (nach [Voigt, 1991]).

beträgt. Wir extrapolieren diesen Fluß mit einem Spektralindex von $\gamma = 1$ in den TeV-Bereich und gehen davon aus, daß ein Quellbereich in Analysen von HEGRA Szintillatordaten rund 1 msr umfaßt. Damit erhalten wir zwei Spektren, die wir als Obergrenze eines Punktquellenfluß der beiden Molekülwolken interpretieren.
[Aharonian, 1995b] extrapoliert aus EGRET und COS-B Messungen den Fluß einer Molekülwolke oberhalb von $E = 1$ TeV zu $\Phi_{GMC} \leq 10^{-12}$ /cm^{2}s. Für 'aktive' GMCs, d.h. Wolken mit einem internen oder benachbarten Beschleunigungsmechanismus, kann der Fluß hiernach sogar um bis zu einem Faktor 10 höher liegen als bei den 'passiven'.
In Abbildung 13.2 sind die beiden Obergrenzen, die Abschätzungen (A1, A2) nach [Aharonian, 1995b] und die Extrapolationen der EGRET Daten im Vergleich zu den Flußobergrenzen, wie sie sich aus HEGRA Szintillator-Daten ergeben, eingezeichnet.
Bei dieser Betrachtung wird davon ausgegangen, daß sich alle Molekülwolken gleich verhalten und man daher zum einen die unterschiedlichen Messungen direkt vergleichen darf und zum anderen auch eine generische Quelle betrachten kann.
Die Signifikanzverteilung der Punktquellensuchen im Zentrum der Wolken nach Tabelle 13.1 und die zweidimensionale Darstellung der 'generischen Molekülwolke' in Abbildung 13.3 liefern keinen Hinweis auf einen Signalbeitrag der Wolken zur kosmischen Gammastrahlung.

13.2 Analyse zweier ausgewählter Molekülwolken

Der gesamte betrachtete Katalog der Molekülwolken gibt keinen Hinweis auf einen Beitrag der Wolkenzentren zur kosmischen Gammastrahlung. Hier soll nun untersucht werden, ob die Wolken als ausgedehnte Objekte einen Hinweis auf ein Signal zeigen.
Die beiden vielversprechendsten Kandidaten zur weiteren Untersuchung sind die Wolken im Sternbild Stier (TMC – Taurus Molecular Cloud) und Orion (OMC – Orion Molecular Cloud). Beide zeigen im Wolkenzentrum eine leicht positive Signifikanz und erstrecken sich über ein Gebiet, welches aus Sicht des HEGRA Szintillator-Feldes nicht mehr als Punktquelle zu bezeichnen ist.
Die Form eines Quellgebiets ist bei den Molekülwolken nicht a priori vorgegeben und wir

Objekt	$\alpha\,[°]$ J2000.0	$\delta\,[°]$	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. $[\sigma]$	E_γ [TeV]	Φ_γ $[(\mathrm{cm}^2\mathrm{s})^{-1}]$	UL_γ
CAS OB1	39.60	62.30	27638	-91	-0.5	60.6	-	.112E-12
CAS OB6	39.61	62.34	27638	-91	-0.5	60.6	-	.112E-12
OGC2	42.13	58.46	41066	207	1.0	49.6	.965E-13	.227E-12
Per OB2	50.77	31.66	112334	-376	-1.1	27.5	-	.164E-12
Per OB2 A cloud	55.00	29.99	111233	-82	-0.2	27.3	-	.226E-12
Taurus	67.44	26.44	105313	-496	-1.5	27.4	-	.149E-12
TAURUS TMC1	70.43	25.69	104537	354	1.1	27.4	.170E-12	.382E-12
ORION OMC1	83.81	-5.37	13537	100	0.9	61.1	.101E-12	.266E-12
Orion OB1	84.16	-5.21	13892	66	0.6	61.1	.653E-13	.236E-12
Orion A	83.81	-5.38	13537	100	0.9	61.1	.101E-12	.266E-12
Orion B	85.44	-1.95	20464	179	1.3	52.4	.154E-12	.319E-12
Mon R2	91.95	-6.39	11872	-118	-1.1	64.7	-	.127E-12
S269	93.65	13.83	68669	-226	-0.9	31.2	-	.186E-12
Mon OB1 cloud	97.68	12.93	66209	-198	-0.8	31.8	-	.189E-12
Rosetten Nebel	98.75	4.20	37380	-9	0.0	40.8	-	.220E-12
MBM 32	143.20	65.86	18184	71	0.5	77.0	.365E-13	.139E-12
rho OPH cloud	247.03	-24.45	264	4	0.3	333.1	.143E-13	.985E-13
S88	296.69	25.21	107952	-102	-0.3	27.5	-	.222E-12
Cygnus	305.72	42.42	100715	-181	-0.6	30.6	-	.176E-12
Cepheus Ring	325.75	62.00	29478	59	0.3	60.6	.279E-13	.151E-12
S140	334.80	63.27	25752	-42	-0.3	64.1	-	.118E-12
Generische Quelle	-	-	1057543	-751	-0.7	40.7	-	.323E-13

Tab. 13.1: Katalog einiger ausgedehnter Molekülwolken. Ein Teil des Katalogs wurde aus [Völk & Aharonian, 1996], [Ciampa et al., 1990] und [Helfer & Blitz, 1996] übernommen. Weitere Wolken-Positionen wurden den Datenbanken NED und SIMBAD (siehe Seite 56) entnommen. Zur Orientierung sind die Ergebnisse einer Punktquellensuche an der Position des Zentrums der GMCs angeführt und eine generische Quelle berechnet worden. (Legende siehe Seite 146)

orientieren uns daher zuerst an Messungen in anderen Wellenlängenbereichen. Dazu werden Aufnahmen der Molekülwolken im Radiobereich (110.2 GHz Übergang im Kohlenmonoxid) genutzt, die mit dem 4 m Teleskop der Universität Nagoya [Mizuno et al., 1995], [Tachihara et al., 1996] und [Onishi et al., 1996] von Japan aus aufgenommen wurden. In diesem Wellenlängenbereich finden sich Strukturen der Wolken, die sich auch bei Infrarot (60 μm) Messungen wiederfinden. Röntgenmessungen [Charles & Seward, 1995] identifizieren mehrere helle Punktquellen, die alle innerhalb der Radioausdehnung liegen. Es ist daher anzunehmen, daß die Radiodaten tatsächlich eine maximale Suchregion vorgeben.

Die meisten Wolken weisen eine sehr ausgefranste Struktur auf. Diese Struktur, in Verbindung mit der Winkelauflösung des HEGRA Szintillator-Feld, erlaubt zumeist keine geeignete Abgrenzung eines Quellgebiets. Die Punktquellensuche stellt damit für viele Molekülwolken schon eine sehr gute Näherung der Quellregion dar.

Zur Definition der Suchfenster orientieren wir uns an Radiokarten, die die Materieverteilung innerhalb der Wolken beschreiben. Da die Ausdehnung der Wolke im TeV Bereich nicht bekannt ist, gehen wir wie folgt vor. Das Suchfenster wird mit Testpositionen zu einem Suchradius von $1°$ abgedeckt. Hierbei erwartet man kein optimales Signal-

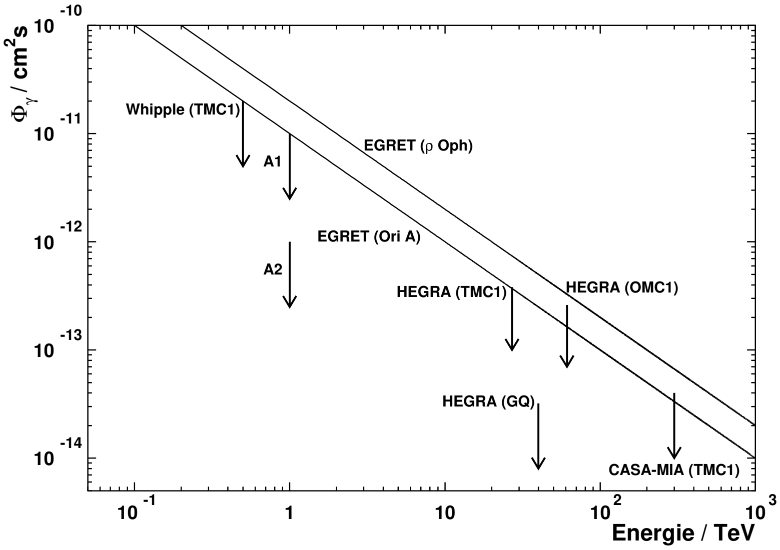


Abb. 13.2: Die Flußobergenzen für zwei Molekülwolken (Punktquellensuchen) und der generischen Quelle (GQ), wie sie sich aus HEGRA Daten ergeben, werden mit Abschätzungen nach [Aharonian, 1995b] (A1, A2), Extrapolationen von EGRET Messungen bei 100 MeV und zwei weiteren experimentellen Flußobergrenzen verglichen (Erläuterungen siehe Text).

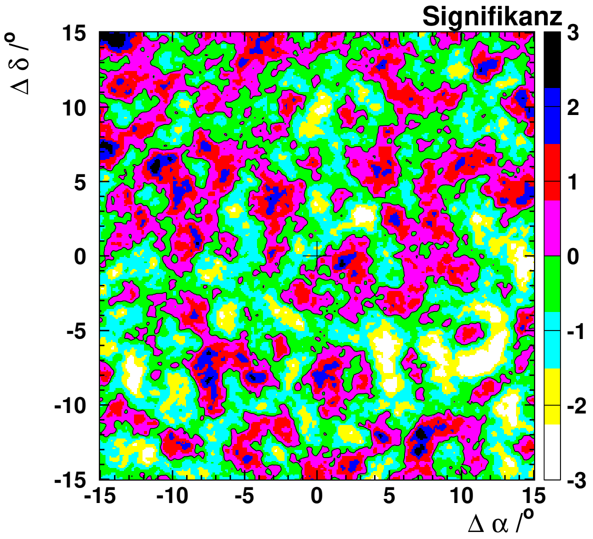


Abb. 13.3: Signifikanzverteilung um die 'generische Molekülwolke' als Zusammensetzung aller Positionen aus Tab. 13.1. Der Suchradius beträgt $1°$**.**

zu-Untergrund-Verhältnis. Die Signatur, die gesucht wird, ist deshalb ein Gebiet leicht erhöhter Signifikanzen, welches in seiner Ausdehnung und Lage die Maxima der Radiokarte reproduziert. Diese Verteilung soll uns das endgültige Suchgebiet beschreiben, von dem dann der Fluß zu bestimmen ist.

13.2.1 Die Taurus Molekülwolke

Wie der Abbildung 13.1 zu entnehmen ist, ist die Taurus Molekülwolke (TMC 1) im Sternbild Stier eine der nächstgelegensten GMCs, die im Gesichtsfeld des HEGRA Szintillator-Feldes liegen. Sie weist eine günstigen Lage in der Deklination und damit eine kleine Energieschwelle auf (Tab. 13.1).

Zur Orientierung wird hier eine Radiokarte, die mit dem 4 m Radioteleskop der Universität Nagoya aufgenommen wurde (Abb. 13.4), benutzt. Die Messung des Nagoya Radioteleskopes zeigt eine asymmetrisch ausgefranste Gasverteilung. Innerhalb der Molekülwolke sind Verdichtungen auszumachen. Die höchste Intensität liefert hier die Unterwolke TMC1. Die beiden anderen Verdichtungen werden hier mit 'Max 2' und 'Max 3', entsprechend ihrer abnehmenden Intensität, bezeichnet.

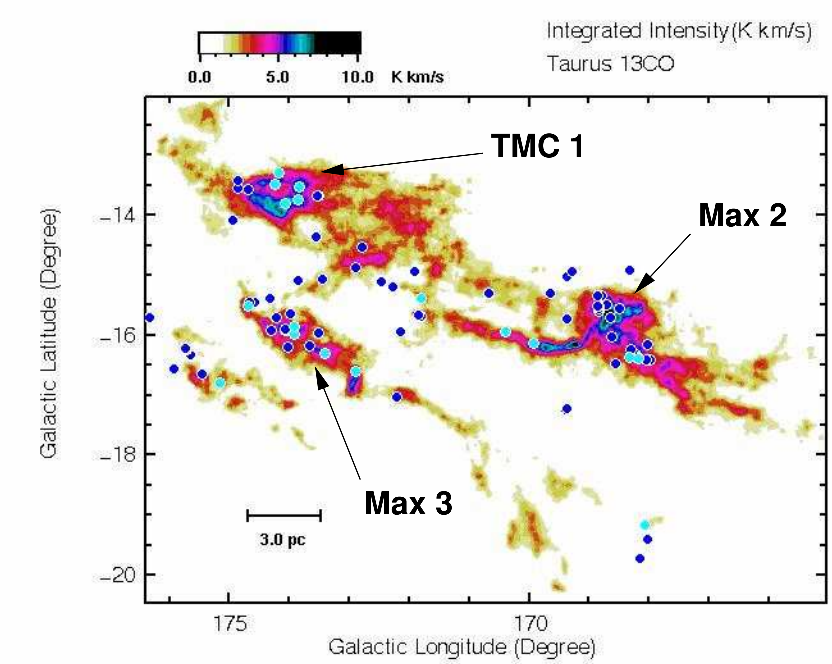


Abb. 13.4: Die Molekülwolke TMC 1 im Stier, wie sie sich in Daten des 4 m Radioteleskop der Universität von Nagoya darstellt. Die Beschreibung der Analyse ist [Mizuno et al., 1995] und die Abbildung wurde `www.a.phys.nagoya-u.ac.jp/ shigeo/aken/english/data.html` **entnommen. Die Farbcodierung entspricht dunkler werdend einer höheren Gasdichte. Die hellen Punkte stellen Quellen des IRAS Satelliten und die dunklen T-Tauri Sterne dar.**

Wir erwarten einen Überschuß in der Datenkarte an den Positionen erhöhter Gasdichte und wählen als Suchfenster einen Bereich, der die Nagoya Karte (Abb. 13.4) vollständig umschließt und rechtwinklig in Äquatorial-Koordinaten definiert ist. Die Datenbasis ist wiederum die in Kapitel 10 beschriebene Daten- und Untergrundkarte des gesamten Datensatzes von 450 M Schauern.

Abbildung 13.5 stellt die Signifikanzverteilung in diesem Himmelsbereich dar, wie sie sich aus einer Suche mit einem Radius von $1°$ ergibt. Dieser Radius beschreibt ungefähr die Ausdehnung der Substrukturen der Wolke. Zur Orientierung sind die drei Gebiete erhöhter Intensität aus der Radiokarte markiert.

Abbildung 13.5 zeigt nicht die gesuchte Signatur. Es ist kein Bereich erhöhter Signifikanz zu finden, der der Form der Gasverteilung in der Taurus Molekülwolke entspricht. Es ist aber auffällig, daß die maximale Signifikanz mit der Position der Teilwolke TMC 1 zusammenfällt, die die höchste Gasdichte enthält. Die Amplitude von 2.6σ, $0.5°$ südlich des Zentrums der TMC 1, ist jedoch zu klein, um eine Quelle von einer statistischen Fluktuation zu trennen. Es ist hervorzuheben, daß sich an den drei Maxima der Radiokarte jeweils leicht positive Signifikanzen abzeichnen und deren Signifikanz-Amplitude mit der Intensität der Radiostrahlung skaliert. Auf der Basis der kleinen Signifikanzen ist es jedoch nicht auszuschließen, daß es sich lediglich um statistische Fluktuationen handelt.

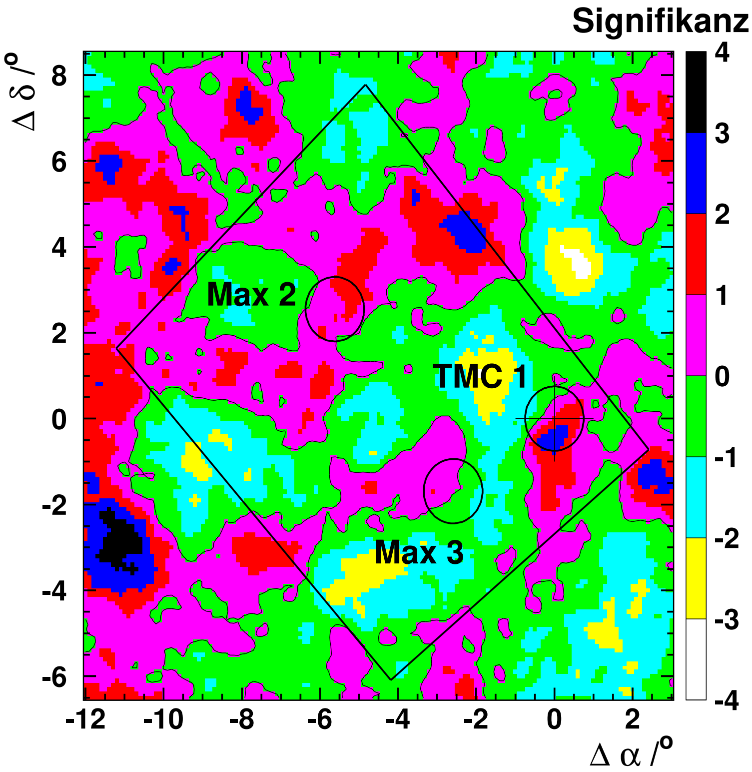


Abb. 13.5: Signifikanzverteilung einer Suche mit Radius 1° im Gesamtdatensatz des HEGRA Szintillator-Feldes. Die Achsen sind jeweils parallel zur Rektaszension α und Deklination δ und geben den Winkelabstand vom Zentrum der Wolke TMC1 wieder. Der Rahmen entspricht dem Rand der Karte des Nagoya Radioteleskops (Abb. 13.4) wieder. Die Markierungen beschreiben die Intensitätsmaxima der Radiokarte. Die Position, die in Tab. 13.1 mit 'Taurus' bezeichnet wurde, entspricht dem Mittelpunkt der drei Markierungen.

Um dies zu testen, wählen wir das Zentrum der Wolke TMC 1 als Testposition und variieren den Suchradius. Tabelle 13.2 belegt, daß die Signifikanz mit wachsendem Suchradius nicht zunimmt und die Punktquellen-Hypothese bereits die höchste Signifikanz erbringt.

R [°]	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [$(\mathrm{cm}^2\mathrm{s})^{-1}$]	UL_γ
1.00	104514	377	1.2	27.4	.181E-12	.391E-12
1.25	167991	474	1.2	27.4	.221E-12	.481E-12
1.50	231444	147	0.3	27.4	.719E-13	.433E-12
1.75	322637	-368	-0.6	27.4	-	.350E-12
2.00	399761	-338	-0.5	27.4	-	.428E-12
2.25	523222	-520	-0.7	27.4	-	.444E-12
2.50	619099	-442	-0.6	27.4	-	.533E-12
2.75	771994	-287	-0.3	27.4	-	.629E-12
3.00	881376	-328	-0.3	27.4	-	.694E-12

Tab. 13.2: Suche nach einem Signal der GMC Taurus TMC 1 mit variablem Suchradius.

Hiermit kann man keine anderen Suchfenster, als den gewählten Suchkreis von 1° mo-

tivieren, da insbesondere die kleinere Halbachse der Wolke diesem Radius annähernd entspricht. Auf dieser Basis wird der Punktquellenfluß an der theoretischen Position der Taurus TMC 1 Wolke als Flußobergrenze für dieses Objekt angegeben, da hier der maximale Signalbeitrag zu finden ist und man erhält so eine konservative obere Schranke. Für die Integration weiterer Bereiche ist in den HEGRA Daten keine Begründung zu finden. Lediglich eine positive Signifikanz als Andeutung eines Beitrags der Wolke könnte einen Beitag weiterer Raumwinkel begründen. Ohne diese ist es ebenso gut möglich, daß die Raumbereiche nicht zur TeV Emission beitragen und man somit lediglich Untergrundfluktuationen analysiert.
Wir bestimmen die Flußobergrenze für Photonen aus der GMC Taurus TMC 1 oberhalb 27 TeV zu

$$\Phi_{\gamma,TMC1}(E > 27\text{TeV, UL}) \leq 3.8 \cdot 10^{-13}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \tag{13.3}$$

aus einer Position ($\alpha = 70.43°, \delta = 25.19°$), die $0.5°$ südlich des Zentrums der Wolke TMC 1 liegt. Interpretiert man den Überschuß von 2.6σ als Quelle, so beträgt der Fluß

$$\Phi_{\gamma,TMC1}(E > 27\text{TeV, Quelle}) = 1.9 \cdot 10^{-13}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \tag{13.4}$$

Dieser Wert zusammen mit dem oben beschriebenen Flüssen der Molekülwolken Orion und Ophiuchus, wie EGRET sie bestimmt, schränken den zulässigen Spektralindex auf $\gamma \geq 1.1$ ein.

13.2.2 Die Orion Molekülwolke

Analog zum Vorgehen der Analyse der TMC 1 Molekülwolke wird die Größe des Suchfenster nach einer Orientierung an der Gasverteilung, wie sie sich in Radiokarten (z.B. Abb. 13.6) darstellt, gewählt.
Der in HEGRA Szintillator-Daten zu analysierende Suchbereich wird wiederum rechtwinklig in Äquatorial-Koordinaten gewählt und umfaßt den gesamten Orion Komplex (vergleiche Abb. 13.6), zentriert an der Verteilung OMC 1 (vergleiche Tab. 13.1).
Abbildung 13.7 stellt wiederum eine Signifikanzkarte auf der Basis der in Kapitel 9 beschriebenen Daten- und Untergrundkarten der Gesamtdaten dar. Zur Orientierung sind die Vorzugsachsen der Gasverteilungen analog zu Abbildung 13.6 eingezeichnet und die Positionen von drei prominenten Gasverdichtungen angedeutet.
Im Gegensatz zur Analyse der Taurus Molekülwolke ist keine Korrelation zwischen der Radiokarte und der Signifikanzkarte der HEGRA Analyse zu finden. In der Signifikanzkarte erstreckt sich ein Band erhöhter Signifikanz von der Teilwolke OB 1 zum Gebiet welches mit 'Max 3' (Max 3 beinhaltet neben anderen auch die Wolke Mon R2) bezeichnet wurde und ein Gebiet erhöhter Signifikanz liegt nördlich der Wolke OMC1. Zu beiden Gebieten existiert kein Gegenstück in der Radiokarte.
Da keine Bereiche erhöhter Signifikanz gefunden wurden, wählen wir mit dem Zentrum der Wolke OMC 1 einen Testpunkt analog zur Analyse der TMC 1 und variieren den Suchradius. Wiederum sinkt die Signifikanz mit dem Abrücken von der Punktquellenhypothese (siehe Tab. 13.3).
Von den drei in der Radiokarte markierten Gebiete erhöhter Materiedichte weist die Wolke OMC1 die höchste Signifikanz auf und die Flußobergrenze dieser Teilwolke OMC 1 wird wieder als Flußobergrenze der GMC interpretiert.
Die Flußobergrenze der Orion-Molekülwolke bestimmt sich damit zu

$$\Phi_{\gamma,OMC1}(E > 51\text{TeV, UL}) \leq 3.6 \cdot 10^{-13}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \tag{13.5}$$

Betrachtet man lediglich die drei markierten Bereiche, so ist das gleiche wie bei der Analyse der Taurus Wolke festzustellen. Die signifikanteren Regionen OMC1 und OB1 ordnen sich den Bereichen hoher Materiedichte zu und die geringere Materiedichte an der Position 'Max 3' weist eine kleinere Signifikanz auf. In der Gesamtverteilung sind

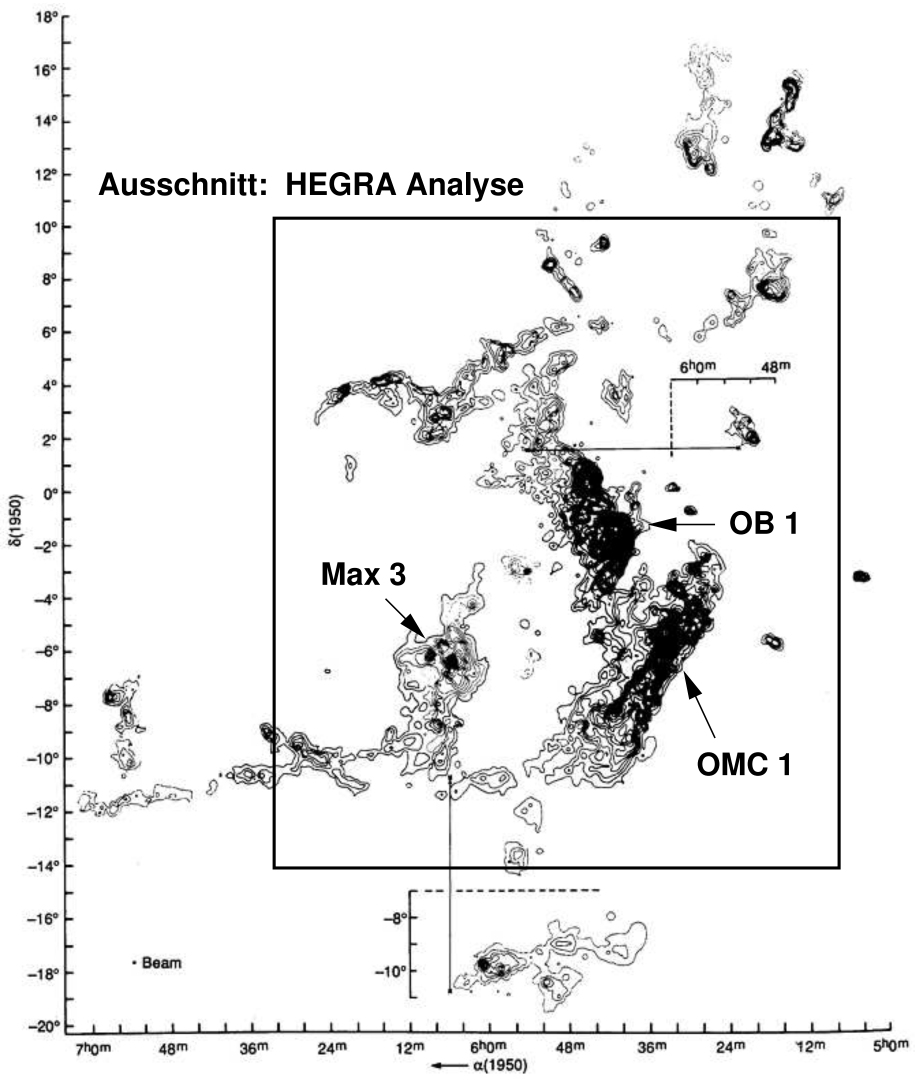


Abb. 13.6: Radiokarte des Orion Molekülwolkenkomplexes (VLBI Radiokarte aus [Longair, 1994]).

R	Untergr.	Δ	Signif.	E_γ	Φ_γ	UL_γ
[°]	[Schauer]		[σ]	[TeV]	[(cm^{2}s)$^{-1}$]	
1.00	13549	88	0.8	61.1	.889E-13	.257E-12
1.25	22029	126	0.8	61.1	.122E-12	.325E-12
1.50	29818	74	0.4	61.1	.759E-13	.344E-12
1.75	41531	83	0.4	61.1	.841E-13	.394E-12
2.00	52208	73	0.3	61.1	.761E-13	.444E-12
2.25	68200	44	0.2	61.1	.450E-13	.465E-12
2.50	80443	-24	-0.1	61.1	-	.480E-12
2.75	100704	-330	-1.0	61.1	-	.368E-12
3.00	115777	-571	-1.7	61.1	-	.332E-12

Tab. 13.3: Suche nach einem Signal der GMC Orion OMC 1 mit variablem Suchradius.

diese Bereiche jedoch von Gebieten höherer Signifikanz überdeckt, während bei der Tau-

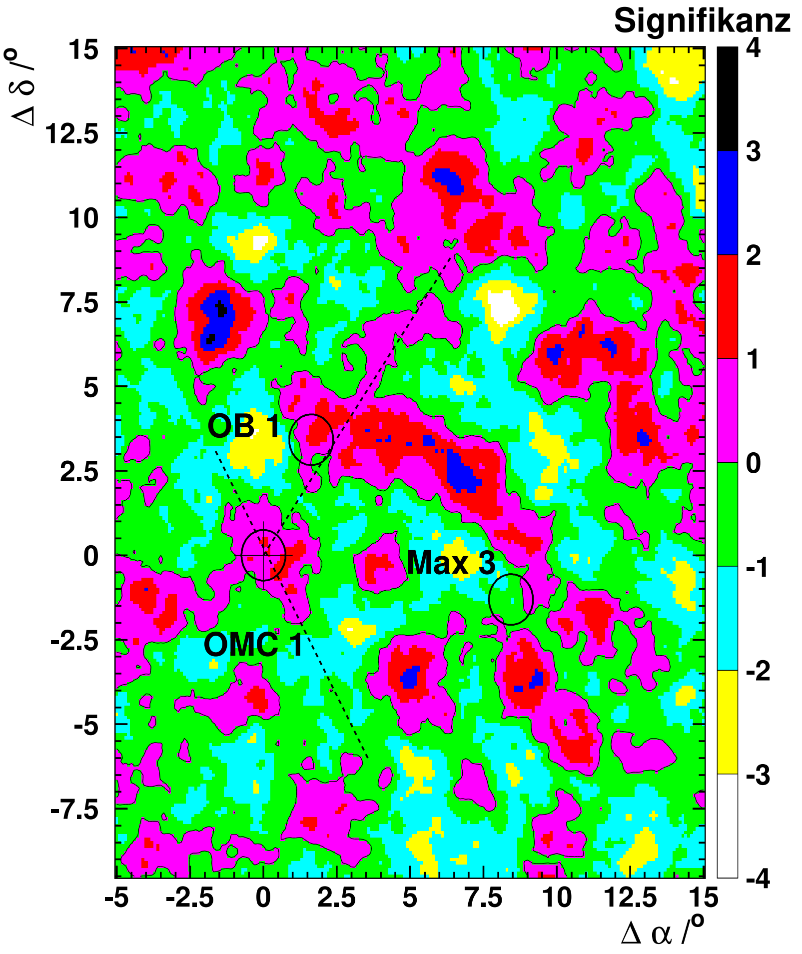


Abb. 13.7: Signifikanzkarte der Orion Molekülwolke mit einem Suchradius von $1°$. Die Karte ist auf die Wolke OMC1 zentriert und entspricht dem Rahmen in Abb. 13.6. Die Wolkenkomplexe sind zur Orientierung markiert und die Linien geben die Vorzugsachsen der beiden Wolkenteile OB1 und OMC1 wieder.

rus Wolke die maximale Signifikanz im Suchfenster mit der Teilwolke TMC1 zusammenfällt.

13.3 Galaxienhaufen

Weitere Kandidaten ausgedehnter Quellen kosmischer Gammastrahlung stellen die Galaxienhaufen dar. Hierbei geht man von dem Modell aus, daß die einzelnen Galaxien durch ihre Materieabstrahlung, analog zum Sternenwind, einen Fluß zum Rand des Galaxienhaufens verursachen. Dieser soll dann im Zusammenspiel mit dem intergalaktischen Medium eine Schockfront ausbilden. Auf der Basis dieses Modells berechnet [Biermann, 1997] via Fermi-Mechanismus eine maximal erreichbare Energie für Protonen von 10^{20} eV.
Der Fluß kosmischer Gammastrahlung aus Galaxienhaufen wird in [Völk et al., 1997] abgeschätzt. Hiernach ist im TeV-Bereich mit einem Fluß zwischen $\Phi_\gamma(>E) = 9 \cdot 10^{-13}$ /cm² s sr und $\Phi_\gamma(>E) = 1 \cdot 10^{-11}$ /cm² s sr zu rechnen, wobei die Werte die Extrema der Analyse darstellen und von den Autoren der Wert

$$\Phi_\gamma(>E) = 3.2 \cdot 10^{-12} \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-1} \left(\frac{E_c}{1\text{eV/cm}^3}\right) d_{100}^{-2} M_{14} \,/\text{cm}^2\,\text{s}\,\text{sr} \qquad (13.6)$$

als wahrscheinlichster angegeben wird. Als Parameter gehen in die Betrachtung die Energiedichte der kosmischen Strahlung E_c, die Entfernung des Haufens in 100 Mpc Schritten d_{100} und die Masse des Haufens in 10^{14} Sonnenmassen M_{14} ein.
Als Testobjekte dienen uns drei nahe Galaxienhaufen, die in Röntgen-Messungen eine deutliche Quelle darstellen (siehe Tab. 13.4). Alle drei Galaxienhaufen sind nah genug, um eine Abschwächung der TeV-Photonstrahlung durch Wechselwirkung mit der 3 K Hintergrundstrahlung auszuschließen.

Objekt	α [°] J2000.0	δ [°]	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	UL$_\gamma$
Perseus	49.65	41.52	99516	39	0.1	30.6	.163E-13	.229E-12
Virgo	186.63	12.72	67691	255	1.0	31.8	.148E-12	.357E-12
Coma	194.95	27.98	108546	-607	-1.8	27.3	-	.134E-12

Tab. 13.4: Ausgewählte Galaxienhaufen mit den Ergebnissen der zugeordneten Punktquellensuche. (Legende entspricht der Beschreibung auf Seite 146)

Bei der Punktquellensuche an den Positionen der Zentren der Galaxienhaufen (Tab. 13.4) weist der Virgo-Haufen die höchste Signifikanz auf. In ROSAT Messungen zeigt dieser Haufen einen ausgedehnten Bereich (Durchmesser $2° \dots 3°$) hoher Intensität [Böhringer et al., 1994], während der Coma Haufen lediglich eine Ausdehnung von weniger als ein Grad zeigt [Briel et al., 1992]. Daher wird der Virgo-Haufen als vielversprechendstes Testobjekt ausgewählt. Das Zentrum des Virgohaufens (siehe Abb. 13.8) definiert sich über die Relativbewegungen zwischen den Galaxien und liegt südlich der Galaxie M 86. Die Position der höchsten Intensität im Röntgenbild des Galaxienhaufens entspricht der Position der Galaxie M 87.
Auf Grund der Radialsymmetrie, die in Abbildung 13.8 ersichtlich ist, analysieren wir diesen Raumbereich mit kreisförmigen Suchbereichen. Der Radius wird zwischen $1°$ und $7°$ variiert, wobei ein Radius von $6°$ den gesamten Cluster umschließt.
Als Signatur für ein Signal des Virgo Clusters ist ein Signifikanzverlauf als Funktion des Suchradius zu erwarten, der vom kleinsten Radius ansteigt, ein Maximum bei mittlerer Ausdehnung erreicht und bis zum maximalen Radius wieder abfällt, da sich hier das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wieder verschlechtern sollte.
Die meisten Galaxien pro Raumwinkel schließt ein Kreis von $\sim 4°$ ein. Geht man von einer gaußförmigen Signalverteilung, als Näherung an ein strahlendes Kugelvolumen, aus, so erwartet man das günstigste Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei einem Signalfenster, welches 73% der Quellregion überdeckt. Hier wäre dies ein Fenster von $3.5°$ Radius (siehe Abb. 13.8). Die Intensitätsverteilung des Röntgensignals würde einem am besten angepaßten Suchradius von $1.5°$ entsprechen.
Die Suche an der Position des Virgo-Haufens mit variablem Suchradius erbringt keinen signifikanter Überschuß und die berechneten Flußobergrenzen sind Tabelle 13.5 zu entnehmen. Abbildung 13.9 zeigt auch an anderen Positionen innerhalb des Galaxienhaufens keine signifikanten Quellen. Die maximale Signifikanz wird für einen Suchradius von $1.5°$ bestimmt. Der Radius entspricht der Ausdehnung der Röntgenquelle, wie sie ROSAT ermitteln konnte, die Signifikanz ist jedoch zu klein, um dies als Hinweis auf eine Quelle zu werten.
Diese Suche wurde für alle drei Cluster durchgeführt und es konnte für keinen der Galaxienhaufen die erwartete Signatur der mit dem Suchradius ansteigenden Signifikanz gefunden werden. Da der Virgo-Haufen als vielversprechendster Kandidat beschrieben wurde, war nach der Analyse des Virgo-Haufens mit einem Signal der beiden anderen Haufen nicht zu rechnen.

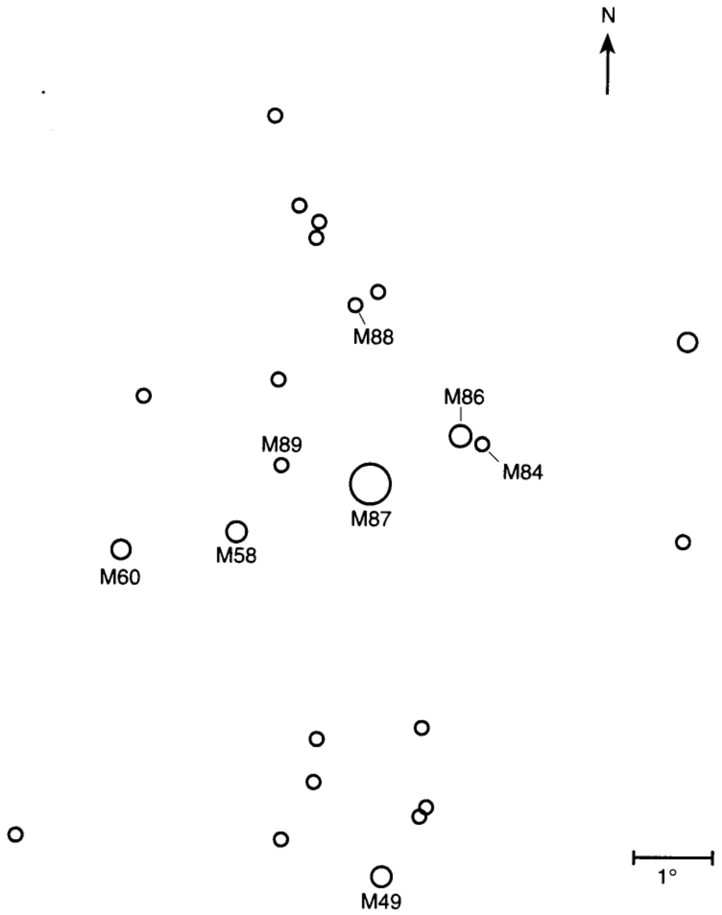
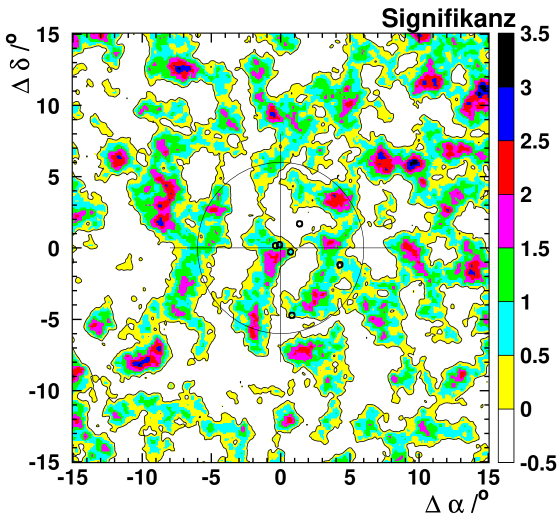


Abb. 13.8: Der Virgo Galaxienhaufen. Die Kreisgröße gibt die relative Röntgenintensität wieder, wie sie der EINSTEIN Satellit gemessen hat (nach [Charles & Seward, 1995]). Die Rektaszension steigt nach links an, die Deklination wächst nach oben und der Abstand der äußeren Galaxien von M 87 variiert zwischen 4° und 7°. Die ROSAT Messung zeigt eine erhöhte Röntgenintensität, die sich über den gesamten Haufen erstreckt. Die maximale Intensität wird im Zentrum des Haufens erreicht.

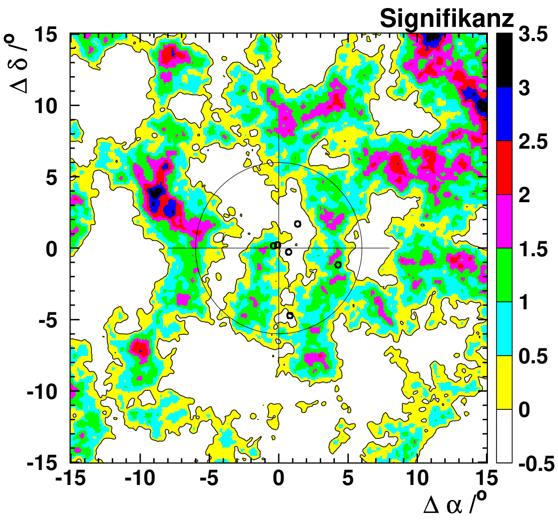
Ein Vergleich der Ergebnisse der Analyse mit der Vorhersage aus [Völk et al., 1997] ergibt für die Energieschwelle von 25 TeV für den Virgo-Haufen eine Flußvorhersage von $3 \cdot 10^{-12}$ /cm^2 s sr (Gl. 13.6), die mit dem bestimmten Fluß (bei einer Signifikanz $< 1\sigma$) aus dem Zentrum des Virgo-Haufens (Tab. 13.4) verträglich ist. Alle bestimmten Flußobergrenzen für beliebige Annahmen der Ausdehnung der Quellregion liegen über der theoretischen Abschätzung. Selbst unter der Hypothese, des maximalen theoretischen Flusses und der Annahme, daß ein Beitrag des inversen Compton-Effekts den Fluß nochmals verdoppeln kann [Völk et al., 1997], können die gemessenen Flußobergrenzen die Parameter des Modells nicht eingrenzen. Auf Grund der größeren Entfernung der anderen Galaxienhaufen, ist von ihnen kein Signalbeitrag zu erwarten, falls sich kein Signal vom Virgo-Haufen bestimmen läßt.

Die Suche ergab keinen signifikanten Hinweis auf einen Beitrag der Galaxienhaufen zur kosmischen Gammastrahlung im Bereich der Sensitivität des verwendeten Datensatzes. Eine leicht positive Signifikanz für den Virgo Galaxienhaufen wurde für einen Suchradius von 1.5° bestimmt, der am ehesten mit der Ausdehnung der signifikantesten Gebiete der Röntgenstrahlung übereinstimmt.

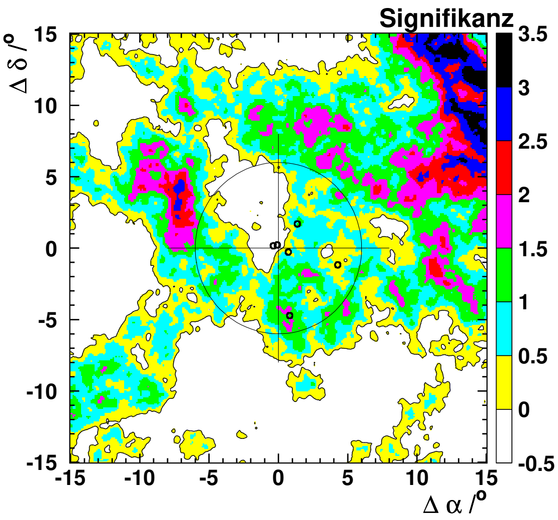
Abb. 13.9: Signifikanzverteilung um die Position des Virgo Galaxienhaufens für verschiedene Suchradien. Die Karten sind zentriert auf die Position des Virgo-Haufens (Tab. 13.4) und in der Amplitude der Signifikanzen auf -0.5σ bis 3.5σ begrenzt. Zur Orientierung ist der maximale Umfang angedeutet und zum Vergleich mit Abbildung 13.8 sind einzelne Galaxien gekennzeichnet (Quadranten I: M88; II: M86, M84; III: -; IV: M87, M60, M49). Die Suchradien der drei Abbildungen betragen $1°$ (a), $3°$ (b) und $6°$ (c)



(a)



(b)



(c)

13.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Quellkandidaten mit einer Ausdehnung zwischen den Punktquellen und den Bandstrukturen untersucht. Es konnte kein Hinweis auf eine Quelle der kosmischen Gammastrahlung gefunden werden. Lediglich die Teilwolke TMC 1 der Taurus GMC zeigte mit 2.6σ einen kleinen Hinweis auf einen Beitrag zur kosmischen Gammastrahlung.

Abgesehen von der kleinen Signifikanz der Signale sind zwei Tatsachen festzuhalten. Die Abstufung der Signifikanzen der drei herausgehobenen Positionen der Analyse der Taurus Molekülwolke entspricht der Abstufung der Materiedichte in den Teilwolken. Der Suchradius, der die maximale aber schwache Signifikanz für den Virgo-Haufen erbrachte entspricht der Ausdehnung der Röntgenquelle.

Bei keinem Objekt konnte ein Abrücken von den verwendeten kreisförmigen Suchfenstern begründet werden.

Da insbesondere die Molekülwolken als Gesamtheit keinen Hinweis auf eine Quelle der

R [°]	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	UL$_\gamma$
1.00	67665	280	1.1	31.8	.163E-12	.370E-12
1.25	109886	509	1.5	31.8	.285E-12	.529E-12
1.50	148580	509	1.3	31.8	.303E-12	.610E-12
1.75	207692	377	0.8	31.8	.218E-12	.591E-12
2.00	264933	56	0.1	31.8	.332E-13	.523E-12
2.25	347317	-247	-0.4	31.8	-	.476E-12
2.50	411197	-180	-0.3	31.8	-	.568E-12
2.75	513876	51	0.1	31.8	.297E-13	.700E-12
3.00	588136	267	0.3	31.8	.160E-12	.864E-12
4.00	1033234	-451	-0.4	31.8	-	.864E-12
5.00	1617261	387	0.3	31.8	.235E-12	.142E-11
6.00	2316982	1705	1.1	31.8	.104E-11	.230E-11
7.00	3149887	1635	0.9	31.8	.998E-12	.251E-11

Tab. 13.5: Variation der Signifikanz des Zentrums des Virgo-Haufens (Tab. 13.4) als Funktion des Suchradius. Es ist keine Anstieg der Signifikanz mit wachsendem Suchradius zu ermitteln. Variationen des Suchradius zentriert auf die Perseus und Coma Galaxienhaufen zeigen qualitativ das gleiche Verhalten. Die positiven Signifikanzen stimmen in der räumlichen Ausdehnung bis zu Suchradien bis $1.5°$ mit der Ausdehnung der erhöhten Röntgenintensität überein. Die kleinen Signifikanzen von rund 1σ können jedoch nicht als Hinweis auf eine Quelle gewertet werden. (Legende entspricht der Beschreibung auf Seite 146)

kosmischen Gammastrahlung liefern, scheint es unwahrscheinlich, daß der Überschuß aus dem Gould-Gürtel durch einen Betrag von GMCs verursacht wird.
Geht man davon aus, daß die Überlagerung aller Molekülwolken aus obigem Katalog zu einer einzigen Quelle zulässig ist, so bildet diese generische Quelle die einschränkenste experimentelle Obergrenze für den Beitrag der Wolken zur kosmischen Gammastrahlung.

14. Luftschauer jenseits des GKZ-Cutoffs

Nach Vorhersagen von [Greisen, 1966] und [Zatsepin & Kuzmin, 1966] existiert eine Energieschwelle oberhalb derer Teilchen mit den Photonen der Hintergrundstrahlung in Wechselwirkung treten und Elektron-Positron-Paare erzeugen. Diese Energieschwelle wird nach den Namen der Autoren als GKZ-Cutoff bezeichnet und liegt für die Wechselwirkung von Protonen mit der 3 K-Hintergrundstrahlung abhängig von der Rotverschiebung z bei $E_{GKZ} = 50/(1+z)^2$ EeV (siehe Seite 11).
Die Existenz von Luftschauern, die von kosmischer Strahlung mit Energien oberhalb des GKZ-Cutoffs (siehe Kapitel 1) initiiert wurden, ist durch Messungen mehrerer Experimente belegt. Die Existenz des Cutoffs an sich wird bisher durch eine Abweichung von der Extrapolation des Energiespektrums mit konstantem Spektralindex mit einer Signifikanz von -2σ bestätigt.
Die Messungen im 100 EeV Bereich erlauben bisher keinen Rückschluß auf die Erzeugung der Strahlung (z.B. beständig strahlende Quelle, singuläres Ereignis) und ihre Natur (z.B. Proton, Eisen). Es wird jedoch in der Mehrheit der Veröffentlichung von Protonen bzw. Hadronen als Primärteilchen ausgegangen und die Veröffentlichungen der chemischen Komposition der höchsten Energien legt eine protonreiche Zusammensetzung nahe (z.B. [Yoshida & Dai, 1998]).
Es ist bisher keine Quelle der höchstenergetischen Strahlung bestimmt worden und ebenso ist die Ankunftsrichtung der Strahlung mit keiner Position eines aus anderen Wellenlängen bekannten Objekts eindeutig verknüpft worden.
Bei der hohen Energie der Teilchen ist die Ablenkung in Magnetfeldern klein und damit ist die Möglichkeit einer 'Hadron-Astronomie' analog zur Gamma-Astronomie gegeben. Zu diesem Zweck wird momentan ein neuer Detektor, das Auger-Projekt [Cronin et al., 1992], realisiert[1].
Schauer der hohen Energie oberhalb von 50 EeV und die dazu korrespondierende kleine Flußdichte sind mit dem HEGRA Detektor nicht direkt nachweisbar. Die sogenannte **'intergalaktische Kaskade'** (siehe Kapitel 1.2.4, Seite 16) erlaubt allerdings einen indirekten Zugang. Wie bereits beschrieben, geht man davon aus, daß Teilchen mit einer Energie oberhalb des GKZ-Cutoffs in Wechselwirkung mit der Hintergrundstrahlung eine Kaskade von Sekundärteilchen erzeugen. Die dabei entstehenden Photonen behalten grob die Ausbreitungsrichtung des primären Teilchens bei und sind vom HEGRA Detektor nachweisbar.
Bei dieser Kaskade wird pro höchstenergetischem Proton eine Anzahl von rund 10^5 Photonen der Energie von 100 TeV erzeugt. Ein Nachweis der intergalaktischen Kaskade durch das HEGRA Experiment ist jedoch nur möglich, wenn sie durch eine zeitlich kontinuierlich strahlende Quelle gespeist wird.
Im Weiteren werden zunächst die weltweiten Messungen von Schauern mit Energien oberhalb des GKZ-Cutoffs beschrieben und daraus ein Katalog von Quellkandidaten erstellt. Diese Katalogpositionen werden einzeln untersucht und es wird nach einer generischen Quelle als Überlagerung aller Positionen gesucht. Der deutlichste Überschuß zeigt sich in den Analysen in Verbindung mit dem bisher höchstenergetischen Luftschauer. Dieses 'Signal' wird abschließend detailliert untersucht.

[1] Der bisher unveröffentlichte 'Design Report (2nd Edition)' des Auger Projekts von März 1997 ist unter `http://www-td-auger.fnal.gov:82/` zu finden.

14.1 Luftschauerdaten mit Energien oberhalb 50 EeV

Bisher wurden weltweit[2] weniger als 200 Schauer jenseits des GKZ-Cutoffs und lediglich 10 Schauer mit einer Energie oberhalb von 100 EeV gemessen [Kristiansen et al., 1997], [Bird et al., 1994]. Die Positionen der drei höchstenergetischen Schauer sind Tabelle 14.1 zu entnehmen. Auf diese Messungen wird noch im Detail eingegangen.
Die Art der primären Teilchens, welche Luftschauer im Bereich von 10^{20} eV erzeugen, ist experimentell bisher nicht bestimmt worden. Ein hadronischer Ursprung, insbesondere ein primäres Proton, wird von der Fly's Eye Kollaboration [Baltrusaitis et al., 1985] in [Bird et al., 1995] favorisiert, ein photonischer Ursprung kann jedoch nicht ausgeschlossen werden. Im Folgenden wird davon ausgegangen, daß es sich **ausschließlich um höchstenergetische Protonen** handelt.

Objekt	$\alpha\,[°]$ J2000.0	$\delta\,[°]$	E [EeV]
Fly's Eye evt	86.15	48.02	320
AGASA evt	19.58	21.36	210
Yakutsk evt	81.40	43.74	150

Abb. 14.1: Die drei Luftschauer mit bisher höchster nachgewiesener Energie.

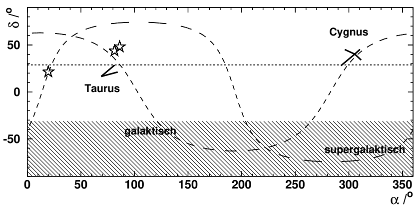


Abb. 14.2: Lageskizze der Luftschauer der höchsten Energie (Tab. 14.1)

Die hohe Energie der Protonen kann durch zwei Modellvorstellungen erreicht werden [Sigl et al., 1997]. Die Protonen können beständig in einem großen Raumbereich über den Fermi Mechanismus beschleunigt werden oder in einem singulären Ereignis direkt bei den hohen Energien erzeugt werden. Die statistische Beschleunigung kann z.B. in Fanaroff-Riley Typ II Radio-Galaxien (FR-II Galaxien, siehe [Xie et al., 1993]) [Rachen & Biermann, 1993, Elbert & Sommers, 1995] oder in einem galaktischen Halo [Biermann, 1997] stattfinden. Die singulären Ereignisse wären z.B. Zerfälle von topologischen Defekten. Bisher ist in keinem Wellenlängen- oder Energiebereich ein Objekt gefunden worden, welches räumlich korreliert mit den höchstenergetischen Ereignissen der kosmischen Strahlung wäre. Eine räumliche Korrelation der Ankunftsrichtungen mit dem Äquator des supergalaktischen Koordinatensystems ist umstritten, wie in Kapitel 1 beschrieben wurde. In den verwendeten HEGRA Daten ist kein Signal aus der supergalaktischen Ebene nachweisbar (vergleiche Kapitel 11).
Die beste Voraussetzung, eine intergalaktische Kaskade nachzuweisen, liefern die Quellen, die Protonen der höchsten Energie erzeugen (vergleiche Abb. 1.6, Seite 17). Die Analysen der vorliegenden Arbeit beschränken sich daher auf die Raumbereiche, in denen die beiden Ereignisse mit der höchsten bisher gemessenen Energie gefunden wurden (Tab. 14.1). Das Yakutsk Ereignis ([Efimov et al., 1991] in [Akerlof et al., 1997]) nimmt hierbei eine Sonderstellung ein, da nach [Aharonian, 1997] keine interne Übereinstimmung über die Rekonstruktionsparameter erlangt werden konnte. Durch diese Randbedingung vernachlässigen viele Autoren dieses Ereignis vollständig. Die drei Ereignisse, die das Haverah Park Experiment oberhalb von 50 EeV gemessen hat liegen mit 120-130 EeV unter der Energie des AGASA Ereignisses und die vier Ereignisse (120-190 EeV) des SUGAR Experiments sind auf Grund der Lage des Experiments auf der südlichen Erdhalbkugel mit HEGRA Daten nicht zu analysieren.
Eine weitere gute Quellhypothese liefern die sogenannten AGASA-Cluster. Hierbei handelt es sich um Schauer, deren Energien oberhalb des GKZ-Cutoffs liegen und die paar-

[2]Eine Kurzbeschreibung aller Experimente (Haverah Park, Vulcano Ranch, Yakutsk, SUGAR, Akeno, AGASA, Fly's Eye) und umfassende Literatur-Referenzen finden sich in [Yoshida & Dai, 1998]

weise eine Ankunftsrichtung haben, die sich nur um wenige Grad unterscheiden. Die AGASA Kollaboration geht davon aus, daß diese Teilchen von der selben Quelle erzeugt wurden und erklärt die abweichenden Richtungen durch die Winkelauflösung des Detektors [Hayashida et al., 1996].

Das Fly's Eye Ereignis (320 EeV)

Der Fly's Eye Detektor [Baltrusaitis et al., 1985] bildet eine Ansammlung vieler Photomultiplier auf einer Grundfläche von wenigen Quadratmetern. Sie sind wie die Segmente eines Fliegenauges angeordnet und messen das Fluoreszenzlicht, welches ein Luftschauer in der Atmosphäre erzeugt. Später wurde ein zweites System hinzugefügt.

Die Fly's Eye Kollaboration hat das höchstenergetische Ereignis aufgezeichnet, welches bisher gemessen werden konnte. Es wurde von nur einem 'Auge' (FE-I) des Doppelsystems gemessen, daher kommt es zu einem asymmetrischen Fehlerbereich in der Richtungsbestimmung. Da die Messung des 320 EeV Ereignisses auf dem monocularen System beruht, werden Stereomessungen hier für weitere Diskussionen vernachlässigt.

Eine erste Erwähnung des Ereignisses und die Bestimmung des Energiespektrums der Fly's Eye Daten findet sich in [Bird et al., 1994] und eine ausführliche Beschreibung des 320 EeV Ereignisses in [Bird et al., 1995]. Eine Diskussion des möglichen Ursprungs des Schauers wird von Fly's Eye Mitarbeitern in [Elbert & Sommers, 1995] vorgenommen. Aus [Bird et al., 1994] ist zu entnehmen, daß mindestens drei weitere Schauer oberhalb des GKZ-Cutoffs ($E_{GKZ} = 50\,\mathrm{EeV}$) gemessen wurden, jedoch das zweithöchste Ereignis lediglich 80 EeV aufweist.

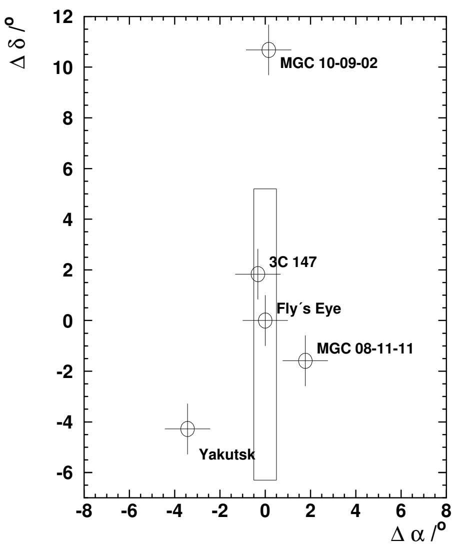


Abb. 14.3: Umgebung des Fly's Eye Schauers mit Quellkandidaten nach Tab. 14.1. Die Achsen geben den Winkelabstand zum Fly's Eye Schauer in Rektaszension und Deklination an.

Das Longitudinal-Profil der Schauers ist gut mit der Parametrisierung von Gleichung 1.23 zu beschreiben und daher wird ein hadronischer Ursprung der Kaskade vermutet.

Die Suche nach einer Punktquelle der kosmischen Strahlung durch die Fly's Eye Gruppe erbrachte für Energien oberhalb von 0.1 EeV keine Abweichungen von einer statistisch zufälligen Verteilung der Signifikanzen [Bird et al., 1995].

Die beschreibenden Daten des Ereignisses sind:

- Messung am 15. Oktober 1991 um 7:34:16 UTC
- Energie bestimmt zu $(320^{+35}_{-40} \pm 85)$ EeV
- Zenitwinkel des Ereignisses mit $\theta = 43.9°$ angegeben
- Ankunftsrichtung $[\alpha = (85.2 \pm 0.2 \pm 0.5)°, \delta = (48.0^{+3.2}_{-4.8} \pm 0.5)°]$

Bei der Suche nach Quellkandidaten [Elbert & Sommers, 1995] für das 320 EeV Ereignis wurde von der Hypothese ausgegangen, daß es sich um eine stochastische Beschleunigung an Magnetfeldern handelt. Hieraus ergibt sich, daß man nach ausgedehnten Objekten mit starken Magnetfeldern sucht. Als Kandidaten verbleiben leuchtkräftige Radiogalaxien mit 'nicht zu großem' Winkelabstand, die in Tabelle 14.1 zusammengefaßt

Objekt	α [°] J2000.0	δ [°]	Untergr. [Schauer]	Δ	Sig. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	UL$_\gamma$
FLYs EYE evt	86.15	48.02	78020	695	2.5	34.9	.30E-12	.46E-12
3C 147	85.65	49.85	71541	299	1.1	36.9	.13E-12	.29E-12
MCG +08-11-011	88.72	46.44	82778	358	1.2	33.2	.16E-12	.33E-12
NGC 1569	67.70	64.85	20443	-112	-0.8	72.2	-	.90E-13
MCG +10-09-002	86.45	58.70	39098	247	1.2	52.0	.11E-12	.23E-12

Tab. 14.1: Quellkandidaten des 320 EeV Ereignisses (nach [Elbert & Sommers, 1995]). Zur Orientierung sind wieder die Ergebnisse der zugeordneten Punktquellensuche angegeben. (Legende entspricht der Beschreibung auf Seite 146)

sind. Abbildung 14.3 zeigt die Lage der nächsten drei Quellkandidaten relativ zur Ankunftsrichtung des Schauers. Das Rechteck gibt die Positionsunsicherheit an und das Yakutsk-Ereignis ist auf Grund seiner Nähe ebenfalls markiert.

Das AGASA Ereignis (210 EeV)

Das AGASA Experiment stellt ein Sammlung mehrerer Detektorfelder, ähnlich dem HEGRA Detektor, mit einer extrem großen Grundfläche dar. Die AGASA Kollaboration veröffentlicht in [Hayashida et al., 1994] den Nachweis eines Luftschauers mit der bisher zweitgrößten Primärenergie. Diesem Artikel sind auch Details des experimentellen Aufbaus zu entnehmen. Auch in dieser Publikation wird, wie beim Fly's Eye Schauer, ein hadronischer Ursprung des Schauers bevorzugt.
Die beschreibenden Daten des Ereignisses sind:

- Messung am 3. Dezember 1993 um 12:32:47 UTC
- Energie, angegeben mit $(170 \ldots 260)$ EeV
- Zenitwinkel ist 22.9°
- Ankunftsrichtung $[\alpha, \delta]$ zur Epoche B1950.0 $[18.9°, 21.1°]$ mit Richtungsunsicherheit als Fehlerkreis von $1.0°$
- Die 'exposure' wird zu 5.0×10^{15} m^2 s sr bestimmt

Die AGASA-Cluster (> 40 EeV)

In [Hayashida et al., 1996] wird die räumliche Verteilung der hochenergetischen Luftschauer ($E \geq 40$ EeV) beschrieben, die mit dem AGASA Experiment gemessen wurden. Es werden drei Gruppen von je zwei Schauern identifiziert, die sich jeweils um $2.5°$ bis $3°$ in der Ankunftsrichtung unterscheiden.
In der Veröffentlichung wird dies als Hinweis für einen gemeinsamen Ursprung gedeutet, da der Winkelabstand grob dem Faktor $\sqrt{2}$ mal der Winkelauflösung von $\sigma = 1.6°$ entspricht. Die Zufallswahrscheinlichkeit der Gruppierung wird nicht angegeben. Lediglich für die Zusatzbedingung, daß zwei der Cluster innerhalb von $\pm 2°$ der supergalaktischen Ebene liegen, wird die Zufallswahrscheinlichkeit mit 10^{-4} angegeben.

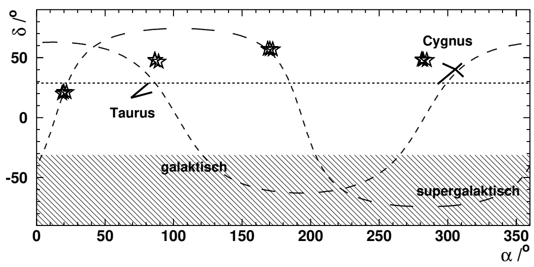


Abb. 14.4: Lageskizze der AGASA-Cluster (Tab. 14.2)

[Medina Tanco, 1997] schließen in ihren Untersuchungen als vierten Cluster eine Kom-

bination mit dem Fly's Eye Ereignis in die Analyse ein und fügt zum ersten Cluster einen Schauer des Haverah Park Experiments hinzu. Cluster 1 (Tab. 14.2) beinhaltet das Ereignis mit der bisher zweit höchsten gemessenen Energie von 210 EeV.
Die Positionen der Cluster als energiegewichtetes Mittel der beteiligten Schauer sowie der Schauer selbst sind Tabelle 14.2 zu entnehmen. Diese Tabelle stellt den Katalog für die nachfolgenden Analysen dar und deshalb wurde das Yakutsk Ereignis mit aufgeführt, ohne daß damit eine Zuordnung zu einem Cluster erfolgen soll.
Wir folgen der Argumentation, daß die Cluster einen Hinweis auf eine Quelle höchstenergetischer Protonen darstellen, und untersuchen die Positionen auf ein photonisches Signal aus der intergalaktischen Kaskade. Die Ergebnisse einer Punktquellensuche an den einzelnen Positionen ist ebenfalls Tabelle 14.2 zu entnehmen.

Objekt	E [EeV]	$\alpha\,[°]$ J2000.0	$\delta\,[°]$ J2000.0	Untergr. [Schauer]	Δ [Schauer]	Signif. $[\sigma]$	E_γ [TeV]	Φ_γ $[(\mathrm{cm}^2\mathrm{s})^{-1}]$	UL_γ $[(\mathrm{cm}^2\mathrm{s})^{-1}]$
CLUSTER 1		19.88	21.12	101928	181	0.6	28.3	.845E-13	.303E-12
1a AGASA	210	19.58	21.36	102376	371	1.2	28.3	.172E-12	.374E-12
1b Haverah Park	69	21.87	21.09	100825	191	0.6	28.3	.903E-13	.309E-12
1c AGASA	51	18.58	20.25	98743	63	0.2	28.5	.301E-13	.265E-12
CLUSTER 2		170.18	57.03	44622	76	0.4	47.5	.348E-13	.183E-12
2a AGASA	78	168.67	57.32	43058	-48	-0.2	47.5	-	.149E-12
2b AGASA	55	172.33	56.82	45484	-39	-0.2	47.5	-	.148E-12
CLUSTER 3		282.05	48.26	79085	-227	-0.8	34.9	-	.147E-12
3a AGASA	110	281.02	48.41	78118	-328	-1.2	34.9	-	.131E-12
3b AGASA	43	284.70	47.86	81028	131	0.5	34.9	.547E-13	.232E-12
CLUSTER 4		86.52	47.81	78735	476	1.7	34.9	.205E-12	.363E-12
4a Flys Eye	320	86.15	48.02	78020	695	2.5	34.9	.302E-12	.458E-12
4b AGASA	62	89.07	46.60	81803	471	1.6	34.0	.203E-12	.365E-12
Generische Quelle der 4 Cluster		-	-	304348	526	1.0	34.8	.587E-13	.144E-12
Generische Quelle der 10 Schauer		-	-	800022	1898	2.1	33.6	.853E-13	.137E-12

Tab. 14.2: Beschreibung von vier Clustern räumlich benachbarter Luftschauer mit Energien oberhalb des GKZ-Cutoffs. Die Clusterpositionen wurden als energiegewichtetes Mittel der beteiligten Schauer bestimmt. Diese Tabelle stellt den Katalog von Quellkandidaten für weitere Analysen dar. Deshalb wurde der Yakutsk Schauer aufgenommen, ohne ihn deshalb einem Cluster zuordnen zu wollen. Die Ergebnisse der Punktquellensuche sind wieder zur Orientierung hinzugefügt. (Legende siehe Seite 146, zusätzlich wird die Energie 'E' der Luftschauer in EeV angegeben)

14.2 HEGRA Messungen und Auswertungen

Mit vorherigen Beschreibungen liegt nun ein Katalog von 10 Positionen von Einzelschauern bzw. von vier Clustern höchstenergetischer Schauer vor. Diese Positionen können nun in HEGRA Szintillator-Daten auf ein Signal einer intergalaktischen Kaskade untersucht werden. Die Hypothese dabei ist, wie schon beschrieben, eine zeitlich kontinuierlich strahlende Protonquelle.
Die im Weiteren vorzustellenden Analysen basieren, wie die bisherigen Analysen, auf einem Vergleich der HEGRA Datenkarte und der in Kapitel 9 berechneten Untergrunderwartung und der Vergleich erfolgt mit Hilfe der in Anhang B beschriebenen Standardpro-

zedur zur Signifikanz-Berechnung nach [Li & Ma, 1983]. Hierbei kann man wiederum den gesamten Datensatz und neun zeitlich getrennte Teildatensätze heranziehen.

14.2.1 Suche einer generische Photon-Quelle

In Kapitel 12 wurde festgehalten, daß sich in dem Datensatz keine dominante Gamma-Punktquelle nachweisen läßt. Es gibt jedoch Hinweise auf die Existenz von Klassen von Objekten, die sich gegen den gleichverteilten Untergrund mit geringer Signifikanz abheben. Hier soll nun zunächst in ähnlicher Weise eine generische Quelle gesucht werden. Es ist lediglich der Test einer Punktquellen-Hypothese an der gemessenen Position der extrem hochenergetischen Schauer sinnvoll. Dabei geht man von einer vernachlässigbaren Ablenkung durch Magnetfelder aus. Falls diese nicht zu vernachlässigen ist, ist die Auswirkung unvorhersehbar und die Konstruktion einer generischen Quelle nicht möglich. Im Anschluß werden die Positionen der beiden Schauer mit den bisher höchsten gemessenen Energien im Detail untersucht.
In Tabelle 14.2 sind die Positionen und Energien von 10 Schauern extrem hoher Energien aufgelistet, die in der nördlichen Hemisphäre gemessen wurden. Die 10 Schauer zeichnen sich durch die drei Schauer höchster Energie und durch die Selektion der Cluster aus. Dies rechtfertigt am ehesten eine Quellhypothese.
Die Ablenkung der primären Teilchen und eine eventuelle Aufweitung der intergalaktischen Kaskade wird weiter unten aufgegriffen. Hier gehen wir zunächst davon aus, daß es zu keinerlei Ablenkung kommt und jede Position des Katalogs eine Punktquelle der kosmischen Gammastrahlung als Resultat der intergalaktischen Kaskade darstellt.

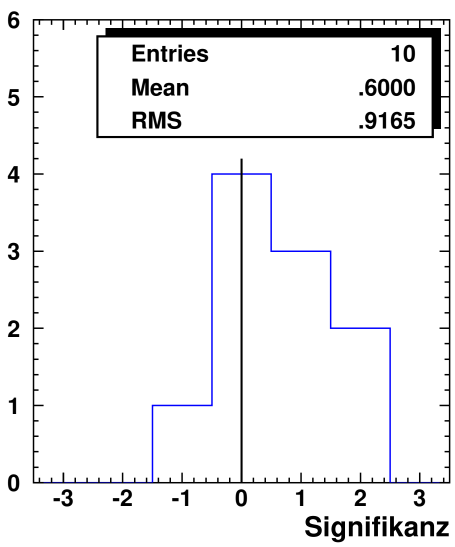


Abb. 14.5: Die Signifikanzen der 10 Schauerpositionen nach Tab. 14.2.

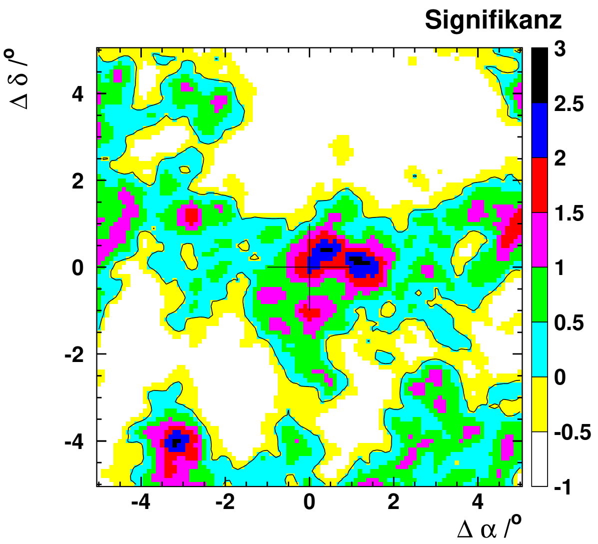


Abb. 14.6: Signifikanz in der Umgebung der generischen Quelle aller 10 Schauer aus Tab. 14.2.

Die Signifikanzverteilung aller 10 Testpositionen (Abb. 14.5) für eine Punktquellensuche mit dem Suchradius 1° ist zu positiven Werten verschoben. Die Zufallswahrscheinlichkeit hierfür beträgt lediglich 2.9%. Damit liefern diese 10 Kandidaten im Vergleich zu den anderen untersuchten Kandidatenklassen den deutlichsten Hinweis auf eine generische Quelle (vergleiche Kapitel 12). Abbildung 14.6 zeigt die Signifikanzverteilung in der Umgebung der generischen Quelle.

14.2.2 Wahl des Suchfensters und Suchradius für Quell-Kandidaten

Eine Vergrößerung des Suchradius für die generische Quelle ist nicht sinnvoll, da man keine Aussage über die Auswirkung von Magnetfeldern für die unterschiedlichen Himmelsregionen machen kann. Für die Position eines Einzelschauers kann ein Magnetfeldsszenario erstellt werden und eine Signalsuche in einem ausgedehnten Sichtfenster und mit beliebigem Suchradius erfolgen.
Hier soll die Größe eines Suchfenster, also des Himmelsausschnittes in dem nach einem Signal gesucht wird, und der Variationsbereich des Suchradius bestimmt werden.
Nach [Lee et al., 1995] müssen bei der Berechnung einer Ablenkung der Teilchenstrahlung im Magnetfeld zwei Szenarien getrennt betrachtet werden. Zum einen kann die Quelle im Vergleich zur Kohärenzlänge des Magnetfeldes nahe sein ($r \leq l_c$, Gl. 14.1) und es ist mit einer Ablenkung der Ursprungsrichtung zur Ankunftsrichtung zu rechnen. Die Größe des Ablenkwinkels α gibt eine Größe des Suchfensters vor.

$$\alpha = -\frac{Ze}{E}\mathbf{r} \times \mathbf{B} = 5.3^\circ Z\left(\frac{E}{100\,EeV}\right)^{-1}\left(\frac{r}{10\,Mpc}\right)\left(\frac{B}{1\,nG}\right)\left(\hat{\mathbf{r}} \times \hat{\mathbf{B}}\right) \quad (14.1)$$

Zum anderen kann die Kohärenzlänge des Magnetfeldes klein gegen die Quell-Entfernung ($l_c \ll r$, Gl. 14.2) sein. Dies würde zu einer Aufweitung der Ankunftsrichtungsverteilung führen, jedoch nicht zu einer Ablenkung. Hierdurch ist die Wahl der Suchradien beeinflußt.

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{2}{\pi}\frac{ZeB}{E}(rl_c)^{1/2} \\ &= 1.1^\circ Z\left(\frac{E}{100\,EeV}\right)^{-1}\left(\frac{r}{10\,Mpc}\right)^{1/2}\left(\frac{B}{1\,nG}\right)\left(\frac{l_c}{1\,Mpc}\right) \quad (14.2)\end{aligned}$$

Bei Quell-Entfernungen, die wesentlich größer als die Energiezerfallslänge Λ_E sind ($r \gg \Lambda_E$), ist die Entfernung r durch die Zerfallslänge zu ersetzen ($r \mapsto \Lambda_E$).
Das galaktische Magnetfeld, soweit vermessen, setzt sich aus einer gerichteten Komponente und einer statistisch zufällig gerichteten Komponente zusammen, wobei die Feldstärken annähernd gleich groß sind. Überträgt man dieses auf das intergalaktische Magnetfeld, so kann es eine Überlagerung einer gerichteten Komponente mit großer Kohärenzlänge und einer zufällig orientierten Komponente mit kleiner Kohärenzlänge geben. In diesem Fall würde man ein aufgeweitetes Signal messen, bei welchem die Ankunftsrichtung der Teilchen nicht auf den Ursprung deutet.
Neben dieser Beeinflussung der Teilchenkomponente durch ein Magnetfeld, kann die Kaskaden-Entwicklung die Signalform beeinflussen.
[Medina Tanco & de Gouveia Dal Pino, 1997] berechnen die Entwicklung der Einzelkaskade aus Monte-Carlo-Simulationen. Sie kommen zu dem Ergebnis, daß sich die einzelne Kaskade nach der π^0 Produktion auf einer Strecke von rund 100 kpc entwickelt und eine laterale Ausdehnung von weniger als 10 kpc erreicht. Damit ist die Aufweitung des Photon-Signals kleiner als 1° und mit dem HEGRA Szintillator-Feld nicht mehr von einer Punktquelle unterscheidbar.
Setzt man in Gleichung 14.1 die Teilchenenergie auf 320 EeV fest und geht von einer üblichen Annahme der Magnetfeldstärke von 1 nG aus, so ist mit einem Winkelabstand von 15° noch eine Proton-Quelle in einer Entfernung von 90 Mpc im Suchfenster enthalten. Eisen-Quellen sind in diesem Modell nicht zu identifizieren, da bereits eine Strecke von 3 Mpc eine Ablenkung von 15° bewirken würde. Da die obere Grenze einer Quell-Entfernung aus Energiebetrachtungen [Elbert & Sommers, 1995] unter 100 Mpc liegen soll, wählt man hier ein quadratisches Suchfenster von $30^\circ \times 30^\circ$ Winkelabstand mit der jeweiligen Position des EeV-Schauers im Zentrum. Es ist zu betonen, daß der der Analy-

se zu Grunde liegende Kartensatz einen größeren Raumwinkelbereich abdeckt und somit die Ränder des Suchfensters durch nichts gegen das Zentrum ausgezeichnet sind.
Gleichung 14.2 gibt uns eine obere Grenze des Suchradius vor, mit dem die Testpositionen im Suchfenster analysiert werden. Die untere Grenze mit $1°$ gibt das Experiment durch die endliche Winkelauflösung vor. Für jede Kombination der Teilchenenergie und Quell-Entfernung ist die Aufweitung so gering, daß man von einer Punktquelle ausgehen kann. Lediglich eine Kombination von Kohärenzlänge und Magnetfeld, die von der Erwartung (r=1 Mpc, B=1 nG) abweicht, kann eine Aufweitung basierend auf dem Magnetfeldeinfluß begründen. Als erster Versuch wird willkürlich eine Aufweitung von weniger als $3.5°$ angenommen.
Zum Vergleich dienen die Abschätzungen von [Lemoine et al., 1997] (Gl. 14.3) und [Yoshida & Dai, 1998] (Gl. 14.4). Beide Veröffentlichungen bestimmen die Ablenkung im kohärenten Magnetfeld. [Lemoine et al., 1997] gehen von einem extragalaktisch Feld mit $B_{eg} = 10^{-12} \ldots 10^{-9}$ G, einem galaktischen Halo-Feld von $B_{gh} = 10^{-9} \ldots 10^{-6}$ G und einem Feld der galaktische Scheibe von $B_{gs} = 10^{-6}$ G aus und errechnen die Ablenkung von Protonen relativ zu Quellposition nach Gleichung 14.3. Hierbei bezeichnet D die Entfernung der Quellen, von der ein Proton der Energie E emittiert wird.

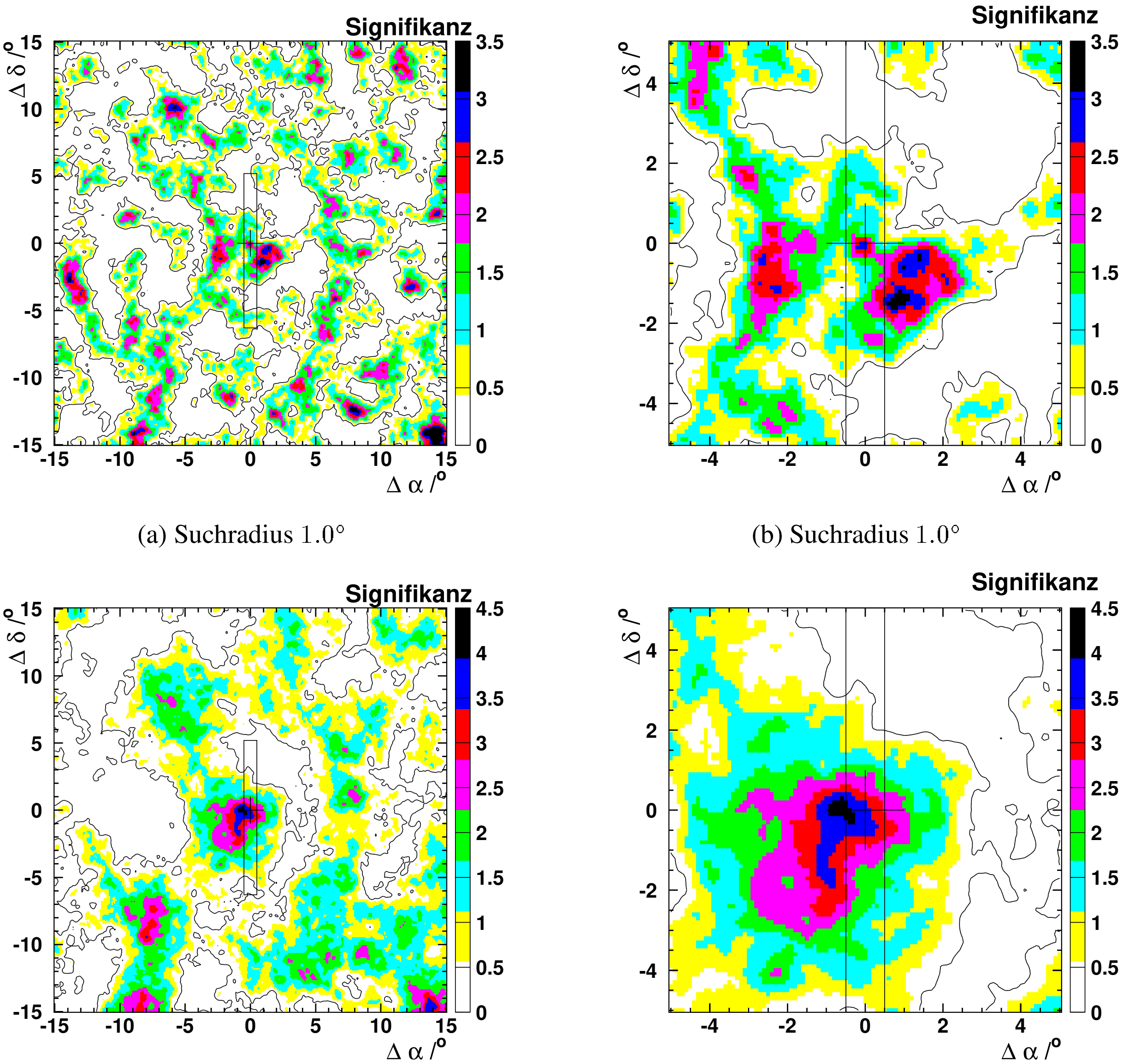
$$\alpha(E, D) \leq 2.5° \times \left(\frac{D}{10\,Mpc}\right)^{1/2} \times \left(\frac{E}{10\,EeV}\right)^{-1} \tag{14.3}$$

[Yoshida & Dai, 1998] bestimmen mit Gleichung 14.4 eine im Vergleich zu Gleichung 14.3 4-fach höhere Ablenkung eines 320 EeV-Proton, der hauptsächlich die Annahme eines höheren galaktischen Magnetfeldes zu Grunde liegt.

$$\alpha(E, D) \leq 3.2° \times \left(\frac{D}{10\,\mathrm{Mpc}}\right)^{1/2} \times \left(\frac{E}{30\,EeV}\right)^{-1} \tag{14.4}$$

14.2.3 Das Fly's Eye Ereignis

Die Ursprungsrichtung des höchstenergetischen Luftschauers ist die günstigste Position, um nach der Signatur einer intergalaktischen Kaskade zu suchen. Mit obiger Begründung wählt man das Suchfenster zu $30° \times 30°$ zentriert zu der Ankunftsrichtung des 320 EeV-Schauer. Der Suchradius wird von $1°$ bis $3.5°$ in Schritten zu $0.25°$ variiert.
Bei der Suche muß beachtet werden, daß die Koordinaten des Ereignisses 'nahe' an der galaktischen und supergalaktischen Ebene liegen. In Kapitel 11 wurde jedoch gezeigt, daß ein Überschuß korreliert mit diesen Koordinatensystemen nicht nachweisbar ist und eine Korrektur somit hinfällig ist. Der Gould-Gürtel trägt im gewählten Suchfenster nicht bei.
Die Energieschwelle für den Photonnachweis an der EeV-Schauer Position liegt bei 34.9 TeV unter der Annahme einer Zenitenergieschwelle von 20 TeV, wie in Kapitel 4 beschrieben. Das gesamte Feld von 900 Quadratgrad weist im Gesamtdatensatz einen Überschuß von $5 \cdot 10^{-5}$ gegen die berechnete Untergrunderwartung (siehe Kapitel 9) und zeichnet sich dadurch nicht gegen andere Himmelsbereiche aus.
In dem so gewählten Bereich werden nun Suchen mit variabler Suchfenstergröße vorgenommen. Zu jeweils 301×301 Testpositionen wird der Inhalt der Daten- und der Untergrundkarte über den Raumwinkel des Suchradius integriert und die Signifikanz der Abweichung von Signal zu Untergrund nach [Li & Ma, 1983] berechnet. Die Suchen für die Radien $1.0°$ und $2.75°$ sind in den Abbildung 14.7(a) bis (d), zentriert an der Position des Fly's Eye Schauers (Tab. 14.1), dargestellt.
Die Suche unter der Punktquellenhypothese, mit Suchradius $1°$, zeigt zwei Maxima in der Nähe des Fly's Eye Schauers (2.9σ bei $[\Delta\alpha = -0.1°, \Delta\delta = -0.1°]$ und 3.6σ bei $[\Delta\alpha = +0.9°, \Delta\delta = -1.4°]$).
Den höchsten Überschuß erbrachte mit 4.22σ die Suche mit dem Suchradius $2.75°$ (ver-



(a) Suchradius $1.0°$

(b) Suchradius $1.0°$

(c) Suchradius $2.75°$

(d) Suchradius $2.75°$

Abb. 14.7: Signifikanzverteilungen um die Position des Fly's Eye Ereignis. Als Suchradien werden die Punktquellensuche mit dem Radius $1°$ und die Suche, die den maximalen Überschuß erbrachte, mit einem Radius von $2.75°$ dargestellt. Die kleineren Suchfenster (rechts) stellen lediglich eine Ausschnittsvergrößerung des vollständigen Fensters von $30° \times 30°$ dar.

gleiche Tab. 14.3 und Abbildungen 14.7(c),(d).) an der Position [$\Delta\alpha = -0.7°$, $\Delta\delta = 0.°$].
Da sowohl die Suche, als auch die zu Grunde liegenden Basiskarten gebint sind, wird die zentrale Testposition innerhalb von $\pm 0.1°$ variiert. Die Variation der maximalen Signifikanz beträgt $(+0.02 \cdots - 0.06)\sigma$, wobei die Position des Maximums konstant bleibt. Diese Position stimmt mit der zweithöchsten Signifikanz, die in der Himmelskarte 10.9 bestimmt wurde, innerhalb der Auflösung der Karte überein. Bei dieser Himmelskarte wurde mit 4.16σ offensichtlich die 'ungünstigste' Position einer Testposition genutzt. Diese Variation der zentralen Testposition erfolgte lediglich zur Untersuchung systema-

tischer Unsicherheiten. Für die weitere Analyse wird ausschließlich die erste Festlegung des zentralen Bins, zentriert auf das Fly's Eye Ereignis, verwendet und die zusätzlichen Suchen ignoriert.

R [°]	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	UL$_\gamma$
1.00	77987	184	0.7	34.9	.800E-13	.255E-12
1.25	126532	638	1.8	34.9	.267E-12	.461E-12
1.50	170271	790	1.9	34.9	.354E-12	.594E-12
1.75	238554	857	1.8	34.9	.372E-12	.650E-12
2.00	299195	1109	2.0	34.9	.502E-12	.823E-12
2.25	387792	1736	2.8	34.9	.767E-12	.112E-11
2.50	459359	2573	3.8	34.9	.119E-11	.159E-11
2.75	574596	3133	4.2	34.9	.140E-11	.183E-11
3.00	656398	2997	3.7	34.9	.139E-11	.187E-11
3.25	796383	3014	3.4	34.9	.135E-11	.187E-11
3.50	889882	2762	2.9	34.9	.129E-11	.185E-11

Tab. 14.3: Analyse des Überschusses in der Nähe des Fly's Eye Schauers als Funktion des Suchradius. Die hier gewählte Testposition entspricht nicht der Sollposition des Fly's Eye Schauers, sondern ist entsprechend der Lage des maximalen Überschusses um $-0.7°$ in Rektaszension verschoben. (Legende entspricht der Beschreibung auf Seite 146, zusätzlich wird der Suchradius 'R' angegeben)

Unter der Annahme, daß ein dem Problem angemessener Suchradius das beste Signal-zu-Untergrund-Verhältnis liefert, wird der Radius von $2.75°$ als Quellausdehnung interpretiert. Die Position des maximalen Überschusses ist lediglich in der Rektaszension um $-0.7°$ gegen die Fly's Eye Position verschoben. Die Positionen sind im Rahmen der angegeben Richtungsunsicherheit des 320 EeV-Schauers und der HEGRA Winkelauflösung identisch.

Die Form des Quellgebiets (hier kreisförmig) ist beliebig wählbar. Es ist jedoch anhand der Signifikanzverteilung keine andere Form des Quellgebiets, als die gewählte Kreisform zu motivieren.

Der Wert der Signifikanz von 4.22 σ darf nicht direkt als Zufallswahrscheinlichkeit eines Quellnachweises interpretiert werden, da noch die vielfältigen Versuche, eine Quelle zu finden, berücksichtigt werden müssen. Da es hierfür kein anerkanntes mathematisches analytisches Verfahren gibt, muß auf Monte-Carlo-Methoden ausgewichen werden (siehe Kapitel 14.3).

Eine weitere Diskussion dieses 'Signals' erfolgt in Kapitel 14.3.

In den Daten des HEGRA Szintillator-Feldes zeichnet sich bei einer Energieschwelle von 34.9 TeV eine $2.75°$ ausgedehnte Quelle in der Nähe des Fly's Eye Schauers an. Die maximale Signifikanz in allen Suchen beläuft sich auf 4.22σ an der Position $[\alpha = 85.5°, \delta = 48.0°]$.

14.2.4 Das AGASA Ereignis

Der Hinweis auf einen mit dem Fly's Eye Ereignis korrelierten TeV-Photon-Fluß könnte durch eine gleichartige Beobachtung in Verbindung mit anderen höchstenergetischen Ereignissen bestärkt werden. Abbildung 1.6 zeigt jedoch eine exponentiell steigende Energiezerfallslänge für kleiner werdende Primärenergie. Schon beim 210 EeV Ereignis des AGASA Experiments *kann* dieser Effekt eine Beobachtung durch den HEGRA Detektor verhindern.

Die Analyse in der Umgebung des AGASA Schauers mit einer Energie von 210 EeV erfolgt in gleicher Art und Weise, wie für den Fly's Eye Schauer. Es wurde kein Hinweis für ein Signal im Suchfenster gefunden und um sicher zu stellen, daß die Quelle nicht weiter ausgedehnt ist, als angenommen, wird der Suchradius bis auf $5°$ erweitert.

R [°]	Untergr. [Schauer]	Δ	Signif. [σ]	E_γ [TeV]	Φ_γ [(cm^{2}s)$^{-1}$]	UL$_\gamma$
1.00	102337	409	1.3	28.3	.190E-12	.390E-12
1.25	164429	430	1.1	28.3	.194E-12	.446E-12
1.50	221123	490	1.0	28.3	.237E-12	.550E-12
1.75	306829	426	0.8	28.3	.202E-12	.576E-12
2.00	383978	513	0.8	28.3	.254E-12	.687E-12
2.25	505940	150	0.2	28.3	.713E-13	.603E-12
2.50	597071	223	0.3	28.3	.111E-12	.705E-12
2.75	742444	104	0.1	28.3	.502E-13	.719E-12
3.00	847781	382	0.4	28.3	.193E-12	.893E-12
3.25	1030360	657	0.6	28.3	.320E-12	.104E-11
3.50	1153712	940	0.9	28.3	.475E-12	.123E-11

Tab. 14.4: Analyse der Signifikanz als Funktion des Suchradius an der Position des 210 EeV Ereignisses, analog zu Tab. 14.3. Es zeigen sich lediglich leichte Variationen der Signifikanz und es deutet sich keine Quelle kosmischer TeV-Photonen an. (Legende entspricht der Beschreibung auf Seite 146, zusätzlich wird der Suchradius 'R' angegeben)

Tabelle 14.4 ist zu entnehmen, daß sich bei der Suche mit variablem Suchradius kein Signal erhöhter Signifikanz finden läßt. Desweiteren fehlt die gewünschte Signatur eines Anstiegs der Signifikanz auf ein Maximum und nachfolgendem Abfall. Lediglich bei $R = 4°$ ist dies Verhalten angedeutet, aber die Signifikanz ist nicht wesentlich höher als die einer Punktquellenhypothese.

Im gesamten Sichtfenster von $30° \times 30°$ ist keine Position mit einer Signifikanz über 3.5σ zu finden und die Position der höchsten Signifikanz pro Suchradius verteilt sich willkürlich über das gesamte Sichtfenster.

Die Tatsache, daß diese Testposition fortwährend positive Signifikanzen ergibt, ist bei der Betrachtung der generischen Quelle aller höchstenergetischen Schauer beachtet worden. Ein Hinweis auf eine Quelle an dieser Position ist jedoch auf Grund der kleinen Signifikanz nicht gegeben.

14.2.5 Die AGASA Cluster

Für die ersten drei der in Tabelle 14.2 beschriebenen AGASA-Cluster wird eine Suche analog zu der an der Position des Fly's Eye Schauers und des AGASA Schauers durchgeführt. Das vierte Cluster beinhaltet das Fly's Eye Ereignis und ist somit schon analysiert worden. Das gefundene Signifikanz-Maximum ist eher mit der Position des Einzelschauers, als mit dem Clusterschwerpunkt verträglich.

Zur Analyse wird um den jeweiligen Cluster Schwerpunkt eine Feld der Kantenlänge $30° \times 30°$ an 301×301 Testpositionen abgesucht. Bei jeder Suche wurde der Suchradius von $1°$ bis $5°$ in Schritten zu $0.25°$ erhöht.

Die maximale Signifikanz, die in allen Suchen gefunden werden konnte beläuft sich auf 3.2σ und in keiner Suche wurde der gesuchte Anstieg und Abfall der Signifikanz gefunden. Weiter variierten die Positionen der Maxima im Suchfenster bei auf einander folgenden Suchradien stark ($\gg 5°$), was ebenfalls gegen eine Quell-Hypothese spricht.

Eine Signatur, wie sie in Kapitel 13 für GMCs gesucht wurde – d.h. einen zerklüfteten Bereich positiver Signifikanzen –, wurde bei keinem Versuch gefunden und somit ist für

ein Abrücken eines kreisförmigen Integrationsbereichs keine Veranlassung zu finden.
Es verbleibt lediglich ein leichter Hinweis auf eine generische Punktquelle in Verbindung mit den Einzelpositionen der Cluster-Ereignisse. Ein Hinweis auf eine weitere ausgedehnte Quelle, neben dem Fly's Eye Ereignis, ist nicht gegeben.

14.3 Das Fly's Eye Ereignis in HEGRA Daten im Detail

Der höchstenergetische Schauer, gemessen von der Fly's Eye Kollaboration, ist der einzige höchstenergetische Schauer, der als Einzelobjekt mit einer erhöhten Signifikanz in den HEGRA Szintillator-Daten korreliert ist. Im Vergleich mit der gesamten Himmelskarte ist Abbildung 10.9 zu entnehmen, daß die Position dieses 320 EeV-Schauers der zweithöchsten Signifikanz der Karte entspricht.
Die Signifikanz der Abweichung von Daten und Untergrund ist mit 4.22σ vergleichsweise hoch, liegt aber noch unter der Grenze von 5σ, die allgemein für den Nachweis einer Quelle in der Hochenergieastrophysik gesetzt wird.
Für weitere Betrachtungen gehen wir von der **Hypothese** aus, daß wir eine zeitlich kontinuierlich strahlende Quelle höchstenergetischer Protonen vorliegen haben, die sich in den HEGRA Szintillator-Daten als ausgedehntes Signal einer intergalaktischen Kaskade zeigt.

14.3.1 Test der Quell-Hypothese

Zunächst wird obige Quell-Hypothese auf seine Konsistenz getestet. Dazu wird zunächst die Zufallswahrscheinlichkeit bestimmt, mit der in der Vielzahl der Suchen eine zufällige Fluktuation als Signal interpretiert wird und dann der Quellbeitrag in den neun zeitlich getrennten Teildatensätzen untersucht.

Zufallswahrscheinlichkeit des Signals

Um die Zufallswahrscheinlichkeit zu ermitteln, mit der ein solches Signal durch eine statistische Fluktuation des Untergrundes verursacht werden kann, muß auf eine Monte-Carlo-Simulation zurückgegriffen werden, da es kein Verfahren gibt, welches ein variables Oversampling bei Suchen in korrelierten Daten behandelt.
Es wird hier in gleicher Art und Weise wie bei der Analyse der HEGRA Daten vorgegangen. Jedoch wird die Untergrundkarte als konstant mit je 100 Ereignissen pro Bin gewählt. Die 'Untergrund'-Karte wird mit Zufallszahlen-Generatoren berechnet und mit $100 + \sqrt{100} \cdot N(0,1)$ Ereignissen pro Bin gefüllt. Dies entspricht grob dem analysierten Datensatz.
Als Zufallsgeneratoren werden je eine Routine der NAGlib[3] und der CERNlib[4] gewählt, die nach Angaben des Herstellers jeweils die höchste Genauigkeit zuläßt. Die Rechnungen wurden auf drei unterschiedlichen Rechnerarchitekturen durchgeführt, sodaß ein gegenseitiger Vergleich möglich war.
Mit diesem Verfahren wurden 434 Karten mit der CERNlib und 213 mit der NAGlib erzeugt. Da das Vorgehen vorzeicheninvariant ist, darf jede Karte zweimal (größter Überschuß und größtes Defizit) verwendet werden. Zusammen mit den 11 Suchradien ergibt dies eine Datenmenge von 14234 Tests. Beide Generatoren erbrachten auf allen Rechnern konsistente Ergebnisse.
Die Verteilung der maximalen Signifikanzen je Test gegen den Suchradius ist Abbildung 14.8 (links) zu entnehmen. Hier zeigt sich, daß bei kleinem Suchradius mehr unabhängige Testpositionen existieren und daher die höchste Signifikanz gegenüber den großen Suchradien überhöht ist.

[3] NAG – The Numerical Algorithms Group Ltd., Oxford UK. Die NAGlib stellt eine Sammlung von Fortran Routinen zur Berechnung numerischer Fragestellungen zur Verfügung

[4] CERN – Conseil Europeen pour la Recherche Nukleare. Die CERNlib stellt ebenfalls eine Sammlung von Fortran Routinen zur Bearbeitung numerischer Fragestellungen dar.

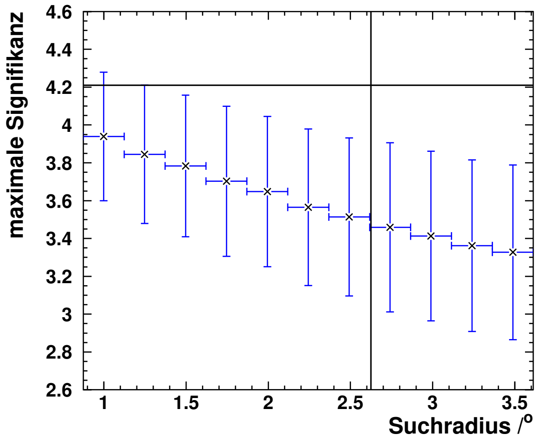


Abb. 14.8: Maximale Signifikanz der Monte-Carlo-Simulationen als Funktion des Suchradius. Die Fehlerbalken geben die RMS Streuung der Werte an.

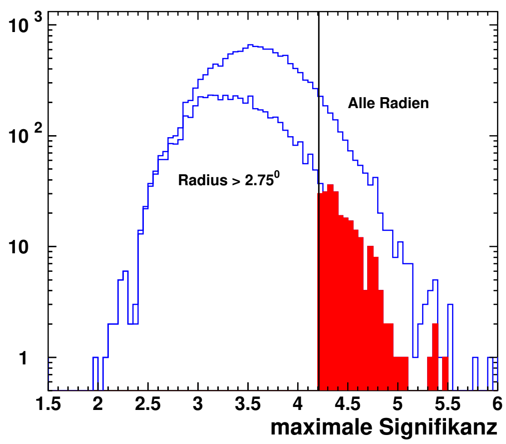


Abb. 14.9: Die Verteilung der Signifikanzen für alle 14234 Testbereiche und für alle Suchen mit einem Radius $r \geq 2.75°$.

Die Wahrscheinlichkeit, zufällig eine Signifikanz oberhalb 4.22σ zu erhalten (vergleiche Abb. 14.9, rechts), beläuft sich auf $1325/14234 = 9.3\%$. Fordert man weiter, daß der Suchradius, der die höchste Signifikanz erbringt, größer oder gleich $2.75°$ ist, reduziert sich dies auf $252/14235 = 1.8\%$. Unter der Annahme, daß der Suchradius, der die maximale Signifikanz erbringt, exakt $2.75°$ beträgt reduziert sich die Zufallswahrscheinlichkeit nochmals auf $83/14234 = 0.6\%$.
Die Korrelation der Überschüsse untereinander und mit der 320 EeV-Position darf hier nicht beachtet werden, da jeder maximale Überschuß an jeder beliebigen Position innerhalb der Suchfensters als Signal interpretiert worden wäre. Ebenso darf nicht beachtet werden, daß die Position des maximalen Überschusses für unterschiedliche Suchradien nur geringfügig variierte, während diese Positionen in den Simulationen zumeist nicht benachbart waren.
Da der Abfall der Signifikanz in der Analyse der HEGRA Daten bei Suchradien oberhalb von $2.75°$ nicht stark ausgeprägt ist, wird als dem Problem angemessene Zufallswahrscheinlichkeit 1.8% angenommen und man beachtet somit lediglich, daß das Maximum bei großem Suchradius auftritt.
Die Zufallswahrscheinlichkeit des Nachweises eines Überschusses, wie er in der Nähe des Fly's Eye Ereignis gefunden wurde, beläuft sich auf 1.8%.

Zeitliche Variabilität des Signals

Diese Position des maximalen Exzesses wird nun als Quelle bezeichnet und getestet, wie sich diese Position zeitlich verhält. Hierzu wird jeder Teildatensatz an dieser Stelle mit dem Suchradius $2.75°$ getestet (siehe Tab. 14.5). Jeder Teildatensatz weist eine kleinere Signifikanz als die Gesamtheit auf. Es fehlen deutlich negative Signifikanzen.

14.3.2 Abstand der hypothetischen Quelle

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, ist die Zufallswahrscheinlichkeit, den hier betrachteten Überschuß durch eine statistische Fluktuation zu erlangen, klein und erlaubt uns, diese Überhöhung als Signal zu interpretieren. Auf dieser Hypothese und dem Modell der intergalaktischen Kaskade aufbauend kann man eine maximale Entfernung

Run Nummer	Meßzeit	Schauer [M]	Datensatz	Signifikanz
2401 - 2678	18.11.93 - 02.04.94	28.027	1	**1.51**
2679 - 2900	02.04.94 - 30.06.94	51.272	2	**2.99**
2901 - 3141	30.06.94 - 13.10.94	62.960	3	**0.92**
3142 - 3350	13.10.94 - 28.01.95	58.049	4	**-0.04**
3351 - 3644	28.01.95 - 19.06.95	70.477	5	**1.09**
3644 - 3900	19.06.95 - 14.10.95	43.911	6	**3.17**
3901 - 4100	14.10.95 - 12.01.96	44.149	7	**0.02**
4101 - 4300	12.01.96 - 09.04.96	61.206	8	**-0.12**
4301 - 4500	09.04.96 - 08.06.96	29.139	9	**3.38**
2401 - 4500	18.11.93 - 08.06.96	449.191	1-9	**4.22**

Tab. 14.5: Analyse der zeitlichen Variation des Überschusses an der Position des Fly's Eye Schauers.

einer Quelle vom Beobachter bestimmen. Bisher sind lediglich Abschätzungen über eine Quelldistanz auf der Basis der Energieflußabschätzung am Ort der Quelle veröffentlicht, die sich auf eine maximale Entfernung von 100 Mpc bis 50 Mpc belaufen.
Hat man Protonen mit einer Energie oberhalb des GKZ-Cutoffs, so bildet sich die intergalaktische Kaskade aus. Der Energiefluß an der Quelle Φ_0 wird hierdurch bei der Ausbreitung über eine Strecke D exponentiell mit der Energiezerfallslänge Λ_E auf einen Fluß $\Phi_p(D)$, der weiterhin für Fly's Eye als Proton meßbar ist, gedämpft.

$$\Phi_P = \Phi_0 \cdot \exp\left(-\frac{D}{\Lambda_E}\right) \tag{14.5}$$

Ein Anteil α der in die Kaskade abgegebenen Energie verlaßt die Kaskade am energetischen Ende von 100 TeV als Photonen. Dieser Fluß Φ_γ sollte von HEGRA nachweisbar sein.

$$\Phi_\gamma = \Phi_0 \cdot \alpha\left(1 - \exp\left(-\frac{D}{\Lambda_E}\right)\right) \tag{14.6}$$

Das Verhältnis beider Energieflüsse gibt ein Maß für die Entfernung einer Quelle und eine Abschätzung einer Maximalentfernung der hypothetischen Quelle erfolgt nach

$$D = -\Lambda_E \cdot \ln\left(\frac{1}{1 + \frac{\Phi_\gamma}{\alpha \cdot \Phi_P}}\right) \tag{14.7}$$

Der Konversionsfaktor α, welcher den als Photon sichtbaren Anteil der Kaskade angibt kann nach [Aharonian, 1997] auf das Intervall $\alpha = [0.5, 0.75]$ eingeschränkt werden. Die obere Grenze motiviert sich durch die Tatsache, daß 50% des π^+ Kanals der intergalaktischen Kaskade direkt durch ein Neutrino 'unsichtbar' wird. Die untere Grenze geht davon aus, daß ebenfalls vom sekundären μ des π^+ Kanals Neutrinos erzeugt werden und das verbleibende e^+ vernachlässigt wird.
Das Energiespektrum der Photonen innerhalb der Kaskade wird mit einen Index von $\gamma = 1.0$ [Waxman & Coppi, 1996] bis $\gamma = 0.8$ [Medina Tanco & de Gouveia Dal Pino, 1997] angenommen. Hierdurch ergibt sich der höchste Energiefluß durch die Photonen der höchsten Energie und niederenergetische Photonen tragen zum Energiefluß vernachlässigbar wenig bei.
Hier soll mit den gegebenen Beobachtungen eine maximale Distanz der Quelle abgeschätzt werden. Dafür verknüpft man den Photonfluß, wie er aus HEGRA Daten bestimmt wurde, mit dem kleinsten motivierbaren Protonfluß des Fly's Eye Experiments. Alle Überschußereignisse der HEGRA Analyse werden als 100 TeV Photonen betrachtet.

Dies ergibt einen höheren Energiefluß, als der Wert bei 80 TeV, der eigentlich der Abbildung 1.6 zu entnehmen ist. Der Konversionsfaktor $\alpha = 0.5$ ergibt hier ebenfalls eine maximale Quell-Entfernung.

Der Protonfluß Φ_p

Die Fly's Eye Kollaboration stellt selber keine Flußberechnung für eine hypothetische Punktquelle vor. Deshalb ist man auf eine Extrapolation vorhandener Angaben angewiesen. Als Basis dient uns [Bird et al., 1994], worin die 'exposure' für das monoculare System (FE-I) angegeben wird.
Der skalierte Fluß der kosmischen Strahlung bei 320 EeV wird in [Bird et al., 1994] mit $JE^3 = (1.5 \pm 2.0) \cdot 10^{25}\,\mathrm{eV}^2\,(\mathrm{s\,m}^2\,\mathrm{sr})^{-1}$ angegeben.
Dies wurde zu einer Zeitbasis von Juni 1981 bis Juli 1992, also 11 Jahren, bestimmt. Für die Energie von 320 EeV wird eine totale Exposure von $2.5 \cdot 10^{16}\,\mathrm{m}^2\,\mathrm{s\,sr}$ für diesen Zeitraum angegeben.
Da bisher kein weiteres Ereignis dieser Art in den Daten beobachte wurde, kann der Fluß zeitlich extrapoliert werden. Geht man von gleichbleibenden Bedingungen für das *monoculare* System aus, so erhält man eine Korrektur von (1+5/11) = 1.5454 für fünf zusätzliche Jahre Meßzeit. Damit ergibt sich die Exposure zu $\mathbf{3.6364{\cdot}10^{20}\,cm^2\,s\,sr}$.
Aus den Exposure-Angaben liest man ab, daß die Fly's Eye Kollaboration den Fluß als Fluß der kosmischen Strahlung des gesamten Himmels angegeben hat. Bei der Betrachtung eines Punktquellenflusses ist dies zu korrigieren. Als weiterer Parameter des Fly's Eye Schauers liegt die Energie von $\mathbf{3.2{\times}10^{20}\,eV}$ vor.

Photonfluß Φ_γ

Gleichung 14.7 ist zu entnehmen, daß der größte Photonfluß, den man mit einer Quellhypothese erlangen kann, eine obere Grenze der Quell-Entfernung liefert. Daher wird davon ausgegangen, daß es sich bei *allen* Überschußereignissen um 100 TeV-Photonen handelt. Aus den 3133 Überschußereignissen ergibt sich direkt die Energie zu (3133 $\times$ 100 TeV / 0.73), also $\mathbf{4.2921{\times}10^{17}\,eV}$. Hierbei ist mit dem Faktor 73% beachtet, daß der ermittelte Überschuß bei einer gaußförmig angenommenen Verteilung lediglich 73% des Signals enthält.
Bei einer Energieschwelle von 34.9 TeV, einem Fluß der kosmischen Strahlung nach Gleichung 1.6 und einem gemessenen Untergrund von 574596 Ereignissen in einem Raumwinkel von 7.2 msr ergibt sich die Exposure für die verwendete Datenmenge zu $2.3643{\times}10^{15}\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}$.

Maximale Distanz der Quelle

Mit diesen Angaben kann *nicht* direkt der notwendiger Quotient Φ_γ/Φ_p berechnet werden, da die Exposure der beiden Experimente nicht in gleichen Einheiten vorliegt. Hier wird der Weg gewählt, die Fly's Eye Exposure auf den Raumwinkel reduzieren, wie er für die Analyse der HEGRA Daten verwendet wurde.

$$\text{Korrektur auf 7.2 msr:} \qquad 3.6364{\cdot}10^{20}\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s\,sr} \mapsto 2.6312{\cdot}10^{18}\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s} \tag{14.8}$$

Mit dieser Umrechnung erhält man die beiden Flüsse in identischen Einheiten und kann sie direkt vergleichen.

$$\Phi_p(\text{Fly's Eye}) = \frac{3.20 \times 10^{20}\ \mathrm{eV}}{2.63 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}} = 121.62\ \mathrm{eV}\,/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s} \tag{14.9}$$

$$\Phi_\gamma(\text{HEGRA}) = \frac{4.29 \times 10^{17}\ \mathrm{eV}}{2.36 \times 10^{15}\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}} = 181.54\ \mathrm{eV}\,/\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s} \tag{14.10}$$

Gleichung 14.7 kann nun umgeformt werden in die Beziehung Abstand als Funktion der Flußquotienten (siehe Abb. 14.10), wobei jeweils die beiden extremen Konversionsfaktoren $\alpha_1 = 0.50$ und $\alpha_1 = 0.75$ Verwendung finden.

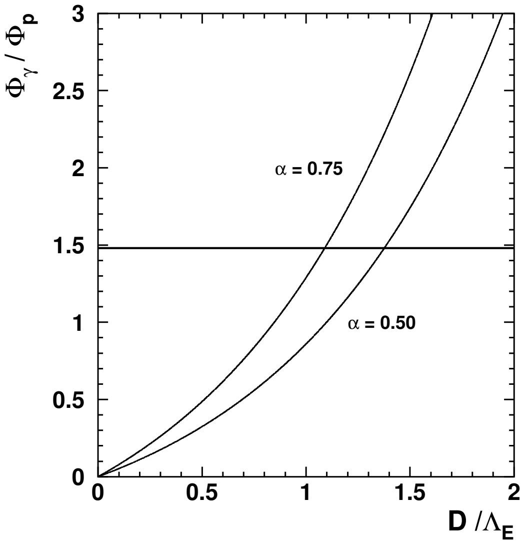


Abb. 14.10: Abstand einer hypothetischen Protonen-Quelle (in Einheiten der Energiezerfallslänge Λ_E (320EeV, p) = 20 Mpc) als Funktion des Flußquotienten. Die beiden Funktionen geben die Korrelation für die extremen Konversionsfaktoren an und die Horizontale kennzeichnet den ermittelten Quotienten der Flüsse.

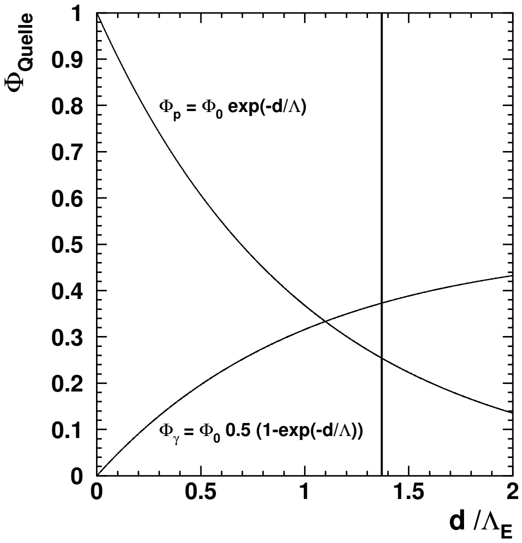


Abb. 14.11: Fluß der hypothetischen Protonen-Quelle Φ_p im Abstand d vom Ursprung und der durch die intergalaktische Kaskade verursachte Photonenfluß Φ_γ.

Für den Konversionsfaktor $\alpha = 0.5$ bestimmt man aus Abbildung 14.10 eine maximale Quell-Entfernung von $1.37 \times \Lambda_E$(p, 320EeV) = 27.4 Mpc, wobei die Energiezerfallslänge mit Λ_E(p, 320EeV) = 20 Mpc [Halzen, 1997] (vergleiche Abb. 1.6), in Übereinstimmung mit [Elbert & Sommers, 1995], gewählt wird. Die Entfernung von 27.4 Mpc erlaubt im Mittel fünf Wechselwirkungen des primären Protons zu je 5 Mpc.
[Medina Tanco & de Gouveia Dal Pino, 1997] berechnen mit Monte-Carlo-Methoden eine vollständige Kaskadenentwicklung innerhalb von 100 kpc nach der Pionerzeugung. Man kann hier deshalb von einer ausgeprägten Kaskadenentwicklung ausgehen.
Die maximale Entfernung einer EeV-Protonquelle ist durch Analyse des Überschusses in HEGRA Szintillator-Daten zu 27.4 Mpc abzuschätzen.

14.3.3 Leuchtkraft der Quelle

Aus dieser Quell-Entfernung kann aus der Gleichung 14.5 mit der angenommen Konversion $\alpha = 0.5$ nach Abbildung 14.11 [5] die Obergrenze für die Leuchtkraft der Quelle ausgerechnet werden.
Der Quellfluß am Ursprung Φ_0 ergibt sich aus dem von Fly's Eye gemessenen Fluß Φ_p aus

$$\Phi_0 = \Phi_p \times \exp(1.37) \qquad (14.11)$$

Und die Leuchtkraft einer Punktquelle ergibt sich für eine angenommene isotrope Ab-

[5] Hier stellt d den Abstand von der Quelle, im Gegensatz zu D als Abstand vom Beobachter, dar.

strahlung (z.B. 'Hot Spot' einer FR II Galaxie) aus

$$L = \Phi_0 \times 4\pi r^2 \qquad \text{mit r=1.37}\times\Lambda_E\text{(320 EeV)=27.4 Mpc} \tag{14.12}$$

Hiermit ergibt sich die Leuchtkraft einer Punktquelle zu $L_p = 6.9 \times 10^{36}$ W oder rund 2×10^{10} Sonnenleuchtkräften. Die maximale Leuchtkraft einer FR II Galaxie wird mit einigen 10^{39} W angegeben [Lang, 1974, Berezinskii et al., 1990, Rachen & Biermann, 1993, Biermann, 1997]. Damit ist die von uns bestimmte Obergrenze der Leuchtkraft, korrespondierend zur Obergrenze der Entfernung, deutlich kleiner als die maximal erlaubte der FR-II Galaxien. Die Hypothese einer Protonquelle, insbesondere eines 'hot spots' einer FR-II Galaxie, in einer Entfernung von weniger als 30 Mpc ist somit in sich konsistent.

14.3.4 Rückschlüsse auf das intergalaktische Magnetfeld

Die Aufweitung der Quelle auf $2.75°$ ist mit Gleichung 14.2 am ehesten mit einem Faktor $B \cdot l_c^{1/2}$ zu beschreiben, der größer als die übliche Annahme ist. Mit dem kleinen Winkelabstand von Proton und Photon Signal ist die Kohärenzlänge mit wenigen Mpc vorgegeben, wie auch üblicherweise angenommen wird, und es verbleibt als Erklärung ein extragalaktisches Magnetfeld, welches rund einen Faktor drei über der üblichen Annahme von 1 nG liegen müßte.
Eine Aufweitung allein auf Grund der elektromagnetischen Kaskadenentwicklung ist nach Simulationsrechnungen [Medina Tanco & de Gouveia Dal Pino, 1997] nicht zu rechtfertigen. Ein Ursprung der Aufweitung als Artefakt der HEGRA Messungen und der Rekonstruktion ist nicht ersichtlich, da die Winkelauflösung, wie in Kapitel 5 beschrieben, deutlich kleiner als $2.75°$ ist.

14.3.5 Vergleich mit Messungen der Whipple Kollaboration

Die Whipple Kollaboration hat mit seinem Cherenkov-Teleskop nach einer Quelle gesucht, die mit dem Ursprung des 320 EeV Teilchens korreliert wäre [Akerlof et al., 1997].

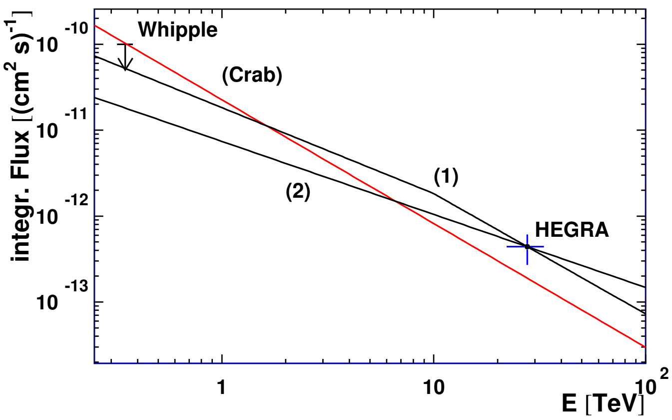


Abb. 14.12: Vergleich der HEGRA Messung mit der Messung des Whipple Teleskopes [Akerlof et al., 1997] und zweier Modelle (siehe Text). Die Theoriekurven sind auf den HEGRA Wert normiert. Das Spektrum des Krebsnebels ist zur Orientierung eingezeichnet.

Hierzu wurde mit dem kleinen Gesichtsfeld des Teleskopes die Fehlerbox der Position mit mehreren Messungen überdeckt. Es konnte keine Quelle nachgewiesen werden und es wurde eine Flußobergrenze unter Punktquellenhypothese ermittelt. Diese Obergrenze wird in Abbildung 14.12 mit der HEGRA Messung verglichen. Hierzu wird *nicht* der oben ermittelte Wert verwendet, sondern in Nachahmung der Teleskopmessung der

HEGRA-Punktquellenfluß an der Sollposition verwendet. Zum Vergleich ist der Fluß des Krebs-Supernovaremnants, wie ihn Whipple mißt, angegeben. Die theoretischen Spektren (1) [Waxman & Coppi, 1996] und (2) [Medina Tanco & de Gouveia Dal Pino, 1997] geben eine TeV-Fluß Erwartung aus der Entwicklung einer intergalaktischen Kaskade an. Beide Funktionen sind auf die HEGRA Messung normiert.
Es zeigt sich, daß beide Messungen konsistent sind. Die Flußobergrenze des Whipple Teleskops liegt unter dem selbst bestimmten Fluß des Krebsnebels und der HEGRA Wert oberhalb. Whipple konnte mit diesem Szenario einen Quellfluß nicht messen. Das HEGRA Teleskop-System könnte den Fluß mit 0.3-05 crab nachweisen und eine Messung ist in Vorbereitung. Ein Nachweis wird jedoch durch die im Vergleich zum Gesichtsfeld der Teleskope große Quellausdehnung erschwert.

14.4 Zusammenfassung

Die intergalaktische Kaskade erlaubt einen Zugang zur 'Hadron-Astronomie' im Bereich ab 100 EeV über die 'Gamma-Astrophysik' bei 20-100 TeV.
In kleinem Raumwinkelabstand zur Position des Fly's Eye 320 EeV Ereignisses konnte in HEGRA Szintillator-Daten ein Überschuß von $4.22\,\sigma$ mit einer Zufallswahrscheinlichkeit von 1.8% gefunden werden. Korrelationen von AGASA Daten mit einem signifikanten Überschuß konnten nicht ermittelt werden. Eine wesentlich schlechtere Winkelauflösung, als angenommen, ist als Ursache der Ausdehnung auf Grund der Diskussion in Kapitel 5 auszuschließen.
Analysen des Überschusses nahe des Fly's Eye Schauers erbrachte eine maximale Quellentfernung von 27.4 Mpc. Der mit der Entfernung verbundene Energiefluß des Quellobjekts liegt mit $6.9 \cdot 10^{36}$ W unterhalb der maximalen Leuchtkraft von FR-II Galaxien und ist damit konsistent mit der Quellhypothese. Die Ausdehnung des Signals auf $2.75°$ ist am einfachsten durch die Annahme eines um einen Faktor drei höheren Wertes der üblichen Normierungsbedingung $B\sqrt{l_c} = 1$ nG Mpc$^{1/2}$ zu beschreiben.
Ein Test dieser Quellhypothese durch das HEGRA Teleskop-System [Horns, 1997a] ist ebenso in Vorbereitung wie eine Suche nach einer korrelierten Punktquelle in AIROBICC-Daten [Prahl, 1997]. Eine reale Ausdehnung des Photonsignals auf einen Radius von über $2°$ erschwert jedoch einen Nachweis durch Cherenkov-Teleskope, deren Gesichtsfeld lediglich $\sim 4°$ beträgt, und durch den AIROBICC Detektor, da dieser die hervorragende Winkelauflösung nicht nutzen kann.
Die Interpretation der Untersuchungsergebnisse an Positionen anderer EHE-Luftschauer als Quelle ist auf Grund der kleinen Signifikanzen nicht möglich. Hier muß offen bleiben, ob es sich um ein sehr nahes Objekt handelt, und der Fluß unter der HEGRA Nachweisgrenze liegt, oder ob es sich bei den Schauern jeweils um das Resultat eines singulären Ereignisses handelt.

Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die **Suche nach räumlichen Anisotropien** der kosmischen Strahlung. Die zu Grunde liegende Hypothese war, daß die kosmische Gammastrahlung einen anisotropen Überschuß über einer isotropen Verteilung der kosmischen Teilchenstrahlung erzeugt und damit als anisotropes Signal nachweisbar ist.

Der verwendete **Datensatz** setzt sich aus 450 Millionen Luftschauern zusammen, die im Zeitraum von Dezember 1993 bis Mai 1996 durch das **Szintillator-Feld** des HEGRA Experiments gemessen wurden. Die Energieschwelle liegt bei $E_\gamma(\theta = 0°) = 18\,\mathrm{TeV}$, die Winkelauflösung ist $\sigma_{\gamma,63\%} = 0.9°$ und der Zenitwinkel wurde lediglich auf $\theta \leq 60°$ eingeschränkt.

Für die Suche nach Anisotropien auf beliebigen Raumwinkelskalen wurde ein neues Verfahren der **Untergrundbestimmung** entwickelt. Bei dieser Untergrundberechnung wurde der Einfluß des Detektors auf die Messung durch zeitliche Unterteilung des Gesamtdatensatzes, Beachtung der variablen Totzeit und Selektion von technisch einwandfreien Messungen beachtet. Die Schwankungen der atmosphärischen Bedingungen wurden ebenfalls berücksichtigt. Es konnte eine Abhängigkeit der Meßrate des Szintillator-Feldes von den Größen Luftdruck und -temperatur und deren zeitlichen Ableitungen signifikant nachgewiesen werden. Ebenso wurde eine Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Szintillator-Feldes in lokalen Koordinaten vom Luftdruck bestimmt. Die Tatsache, daß sich keine Wetterkorrektur für AIROBICC-Daten finden ließ, führte zur Nichtverwendung von Daten mit gleichzeitigem AIROBICC Betrieb.

Zunächst wurde nach einem **Dipolmoment** der kosmischen Strahlung gesucht. Das Dipolmoment auf solarer Zeitachse mit einer Amplitude $A_{sol} = (0.21 \pm 0.01)\,\%$ und einer Phase $\phi_{sol} = (5.76 \pm 0.09)\,\mathrm{h}$ besitzt eine deutlich größere Amplitude, als sie sich mit dem solaren Compton-Getting-Effekt erklären ließe. Da eine weitere theoretische Motivation für ein solches Dipolmoment fehlt, wurde die Amplitude genutzt, um die systematische Unsicherheit des siderischen Dipolmoments zu bestimmen. Das Dipolmoment in siderischer Zeit wurde mit der Amplitude $A_{sid} = (0.11 \pm 0.01 - 0.08)\,\%$ und der Phase $\phi_{sid} = (23.9 \pm 0.2 \pm 2.7)\,\mathrm{h}$ bestimmt, wobei die zweite Fehlerangabe die systematische Unsicherheit angibt. Diese Unsicherheit ist vermutlich durch eine unbekannte atmosphärische Korrektur bedingt.

Die weiteren Analysen basieren auf den **Himmelskarten**. Für jeden Datensatz wurde je eine Daten- und eine Untergrundkarte erstellt, wobei der Untergrund die Messung einer isotropen kosmischen Strahlung im gesamten Gesichtsfeld beschreibt. Der Vergleich beider Karten resultiert in einer Signifikanzkarte. Bei der Erstellung der Signifikanzkarte kann die zu testende Himmelsposition, der Suchradius, der das Quellgebiet festlegt, und der zu analysierende Raumwinkel (das Suchfenster) frei gewählt werden. Ein Nachweis, daß die Untergrundkarte korrekt bestimmt wurde, konnte nur indirekt erbracht werden. Die Methode wurde getestet, indem die hier erzielten Resultate einer Punktquellensuche mit anderen Analysen verglichen wurden. In Übereinstimmung mit der Erwartung wurde keine einzelne signifikante Quelle der kosmischen Strahlung gefunden. Die Flußobergrenze, die für den Krebsnebel bestimmt wurde, spiegelt die erwartete Sensitivität des Datensatzes wider. Es sei betont, daß die Signifikanzverteilungen nicht stark mit der Deklination variiert. Dies wurde ohne Wetterkorrektur oder ohne ausreichende Selektion einwandfreier Daten *nicht* erreicht.

Da keine Einzelquelle nachzuweisen war, wurde nach einer **generischen Quelle**, also einer Überlagerung gleichartiger Objekte zu eine künstlichen Quelle, gesucht. Die 123

Supernovaremnants und 53 aktiven Galaxienkerne vom Typ Blazar erbrachten keinen Hinweis auf eine generische Quelle. Die Flußobergrenzen liegen zwischen dem Fluß des Krebsnebels und dem Fluß des AGN Mrk 501 in seinem aktiven Zustand. Dies wurde als weiterer Hinweis auf die korrekte Untergrundbestimmung gewertet, da die Ergebnisse wiederum in Übereinstimmung mit anderen Analysen sind.
Einen Hinweis auf eine generische Quelle erbrachten vier Klassen von Objekten, deren Signifikanzverteilung in den positiven Bereich verschoben sind: Röntgenbinärsysteme mit Zufallswahrscheinlichkeit 9.2%, Mikro-Quasare mit 8.9%, EGRET-GeV-Quellen mit 4.9% und EeV-Schauer mit 2.9%. Die Zufallswahrscheinlichkeiten lassen allerdings auch eine Interpretation als statistische Fluktuation zu.
Ausgedehnte Objekte, wie **Molekülwolken und Galaxienhaufen** konnten in dem Datensatz nicht als Quelle kosmischer Gammastrahlung nachgewiesen werden. Lediglich die Teilwolke TMC1 zeigt mit einer Signifikanz von 2.6σ eine leichte Überhöhung an der Position einer Materieverdichtung.
In dem Katalog der untersuchten Positionen von **Luftschauern mit Energien oberhalb des GKZ-Cutoffs** zeigt der Punktquellentest an der Position des Fly's Eye Schauers den höchsten Überschuß mit einer Signifikanz von 2.48σ. Als ausgedehnte Quelle mit einem Suchradius von $2.75°$ steigt die Signifikanz auf 4.22σ in $0.7°$ Entfernung von der Position des Fly's Eye Schauers. Dies stellt die zweithöchste Signifikanz in einer Himmelskarte mit entsprechendem Suchradius dar. Die Zufallswahrscheinlichkeit eines solchen Überschusses, unter Beachtung der Anzahl der Suchen, wurde anhand von Monte-Carlo-Berechnungen zu 1.8% bestimmt.
Dieses Signal kann als Folge einer **intergalaktischen Kaskade** interpretiert werden, die von einer zeitlich konstant strahlenden EeV-Protonen-Quelle gespeist wird. Unter dieser Hypothese ließ sich eine maximale Entfernung einer solchen Quelle zu 27.4 Mpc berechnen. Die Luminosität einer solchen Quelle läge mit $L_p = 6.9 \cdot 10^{36}$ W unter dem maximal gemessenen Fluß von FR-II Galaxien und kann damit auch theoretisch erzeugt werden. Die räumliche Ausdehnung des Signals auf einen Raumwinkel mit dem Radius $2.75°$ ließe sich am einfachsten durch eine Erhöhung der üblichen Konstanten der Ausbreitungsmodelle, dem Produkt aus Magnetfeld und Wurzel der Kohärenzlänge $B\sqrt{l_c} = 1$ nG Mpc$^{1/2}$, um den Faktor drei erklären.
Die Andeutung einer generischen Quelle in Verbindung mit den EHE-Schauern legt die Suche nach einem Signal der **supergalaktischen Ebene** nahe. Ein solches Signal konnte nicht gefunden werden, und man erhält eine Flußobergrenze als Verhältnis der Flüsse von

$$\Phi_\gamma/\Phi_{KS}(|b_{sg}| \leq 5°, E \geq 50\text{TeV}) \leq 1.7 \cdot 10^{-4} \tag{14.13}$$

Die **galaktische Scheibe**, als dominante Quelle im MeV- und GeV-Bereich, ist im TeV-Energiebereich nicht als Quelle nachweisbar. Die Flußobergrenze bestimmt sich zu

$$\Phi_\gamma/\Phi_{KS}(|b_g| \leq 5°, E \geq 42\text{TeV}) \leq 1.6 \cdot 10^{-4} \tag{14.14}$$

Diese Obergrenze schränkt das Spektrum galaktischer Gammastrahlung im Vergleich mit anderen Experimenten am stärksten ein ($\gamma \geq 1.3$). Es liegt lediglich einen Faktor 5.7 über dem mindestens zu erwartenden Signal diffuser Gammastrahlung durch π^0-Produktion im interstellaren Gas. Damit ist der Beitrag von Photonen des inversen Compton-Effekts oder unaufgelöster Punktquellen in der galaktischen Ebene eingeschränkt.
In den Himmelskarten zeichnet sich mit wachsendem Suchradius eine **bandförmige Struktur erhöhter Signifikanz** ab. Der Äquator des Koordinatensystems mit der maximal signifikanten Äquatorialebene wurde zu

$$b_X = 0° + (30 \pm 5)° \cdot \sin(l - (340 \pm 5)°) \tag{14.15}$$

bestimmt. Die Zufallswahrscheinlichkeit für den Nachweis der 5.88σ Überhöhung in dieser Projektion beläuft sich auf 0.7%. Die Lage der jeweiligen Äquatorialebene maximaler Signifikanz variiert in den Teildatensätzen stark.

Der **Gould-Gürtel** ist die einzige Bandstruktur mit theoretisch vorhergesagtem Beitrag zur kosmischen Strahlung, die in den Analysen positive Signifikanz zeigt. Mit einer Signifikanz von 3.1σ ergibt sich für diese Ebene eine Flußgrenze von

$$\Phi_\gamma/\Phi_{KS}(|b_{gg}| \leq 5^\circ, E \geq 44\text{TeV}) \leq 4.8 \cdot 10^{-4} \quad (14.16)$$

Die gewählte Art der Untergrundberechnung erlaubt Suchen nach Anisotropien auf beliebigen Raumwinkelskalen. Bei keiner der Suchen wurde ein signifikantes Signal ($\geq 5\sigma$) nachgewiesen und die Flußobergrenzen sind in guter Übereinstimmung mit Vorhersagen und Messungen. Einige schwach signifikante Hinweise auf Quellregionen und generische Quellen können erst nach einer weiteren Untersuchung auf einer anderen Datenbasis bewertet werden. Insbesondere die Hinweise auf ein mit den EeV-Schauern korreliertes Signal sind vielversprechend und Suchen mit dem HEGRA Cherenkov-Teleskop-System und in den AIROBICC-Daten werden momentan durchgeführt.

Teil III

Anhang

Anhang A. Wetter und atmosphärische Einflüsse

Durch die Entwicklung eines Luftschauers in der Atmosphäre ist diese ein wichtiger Bestandteil des Detektors. Da für die Analyse Daten aus einem Zeitraum von 2.5 Jahren verwendet werden, sollen hier die langzeitigen Änderungen der Atmosphäre (Klima) und die kurzfristigen Schwankungen (Wetter) am Ort der Messungen näher beschrieben werden.
La Palma liegt klimatisch wechselnd in den subtropischen Hochdruckgebilden ($20° \dots 40°$ nördlicher Breite) und der innertropischen Konvergenzzone (ITC). Da sich die ITC jahreszeitlich zwischen den Wendekreisen bewegt und über dem Kontinent – Afrika ist 600 km entfernt von La Palma – besonders hohe nördliche Breiten erreicht, liegt die Insel nicht in einer stabilen Klimalage. Je nach Jahreszeit liegt La Palma im Nordostpassat (Sommer) oder im Westwindgürtel (Winter).
Als Wetter bezeichnet man laut Brockhaus den Zustand der Troposphäre. Die Troposphäre stellt im Modell der Atmosphäre die unterste Schicht dar, die in eine Höhe von 15 km reicht.

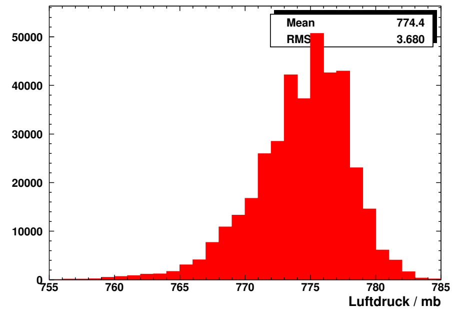


Abb. A.1: Verteilung der Luftdruckmessungen des CAMC

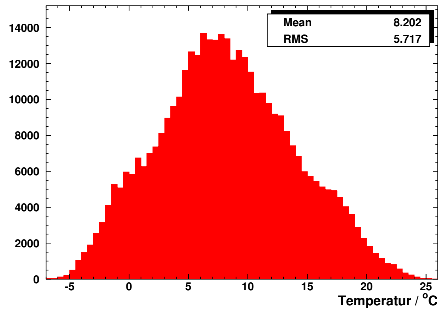


Abb. A.2: Verteilung der Lufttemperaturmessungen

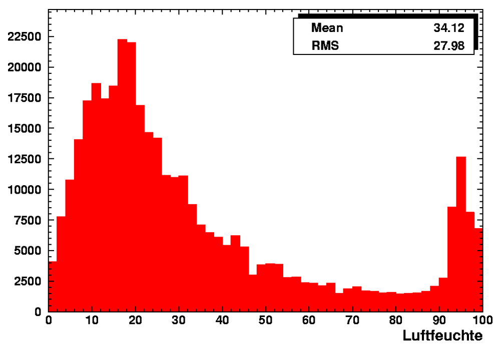


Abb. A.3: Verteilung der Luftfeuchte

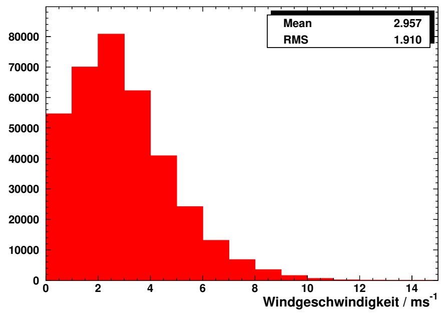


Abb. A.4: Verteilung der Windgeschwindigkeiten

Die verwendeten Wetterdaten wurden mir freundlicherweise vom CAMC[1] zur Verfügung gestellt. Die Messungen erfolgten 500 m Luftlinie entfernt und rund 100 m oberhalb des

[1] CAMC – **CA**rlsberg **M**eridian**C**ircle Instrument, ein optisches Teleskop im Verbund des Instituto de Astrofisica de Canarias.

HEGRA Feldes in 5 Minuten Intervallen. Die Meßgrößen sind Luftdruck, Außentemperatur, Luftfeuchte, Windgeschwindigkeit und Windrichtung. Die Verteilung der vorliegenden CAMC Daten von 1992 bis 1996 sind Abbildungen A.1 bis A.4 zu entnehmen. Perioden, in denen diese Werte vom CAMC als 'unsicher' markiert wurden, finden in den Analysen keine Beachtung. In den verbleibenden Werten ist keine sprunghafte Änderung eines Parameters festzustellen und man kann daher davon ausgehen, daß diese Messungen einwandfrei sind.
Seit Mitte Oktober 1994 führt das Instituto de Astrofisica de Canarias (IAC) eigene Messungen der Wetterbedingungen am Observatorium auf La Palma durch [International Scientific Committee, 1995]. Die Ergebnisse der Beobachtungsbedingungen decken sich mit langzeitigen Messungen des CAMC.

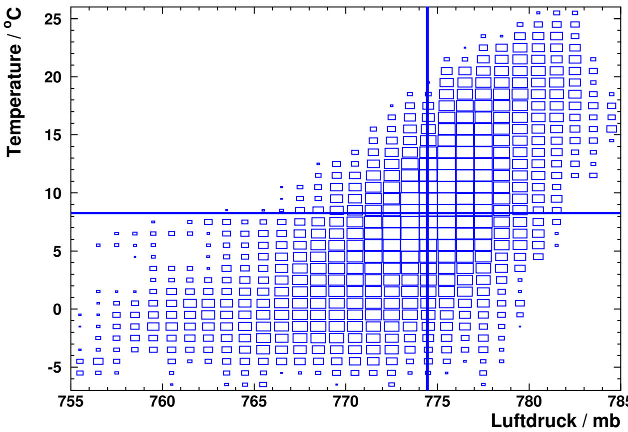


Abb. A.5: Zusammenhang von Luftdruck- und Temperaturmessung. Die Mittelwerte sind durch die Linien markiert.

Die für die Analyse wesentlichen Messungen des Luftdrucks und der -temperatur sind korreliert. Abbildung A.5 zeigt, daß diese Korrelation nicht linear ist. Hierbei ist zu beachten, daß die Ausläufer der Verteilung nicht durch fehlerhafte Messungen verursacht werden, da diese für die Analysen nicht verwendet werden.
Abbildungen A.6 bis A.9 zeigen den zeitlichen Verlauf der Druck- und Temperaturwerte gemittelt über die Jahre 1992 bis 1996.
Als Test wird die CAMC Luftdruckmessungen mit einem Atmosphären-Modell verglichen. Hierzu wurde das derzeit detaillierteste MSISE-90 [2] Modell verwendet. Unterhalb von 72 km werden hier die Angaben, wie bei anderen Modellen, aus Standardtabellenwerken via Splines interpoliert. Es werden sowohl Jahreszeit als auch geographische Lage modelliert. Unterschiede zwischen den Modellen einer isothermer Atmosphäre, einer 'US Standard Atmosphäre' und der MSISE-90 Atmosphäre zeigen sich deutlich insbesondere in der MC-Schauerentwicklung des Cherenkovlichts (siehe [Horns, 1997b]).
Abbildung A.10 zeigt, daß das Modell den Luftdruck etwas unterschätzt. Die jahreszeitliche Variation steht dagegen in guter Übereinstimmung mit den CAMC Werten (vergleiche Abb. A.8).

[2] zur Verfügung gestellt von: NSSDC (National Space Science Data Center), Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20770

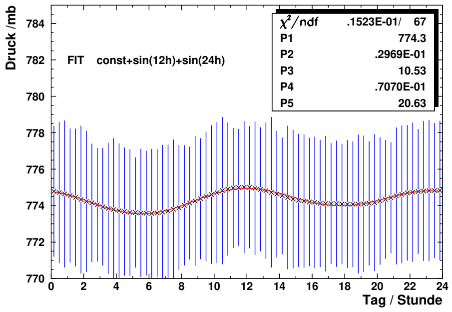


Abb. A.6: Tagesverlauf des mittleren Luftdrucks

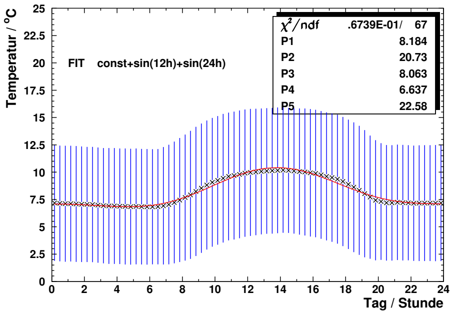


Abb. A.7: Tagesverlauf der mittleren Lufttemperatur

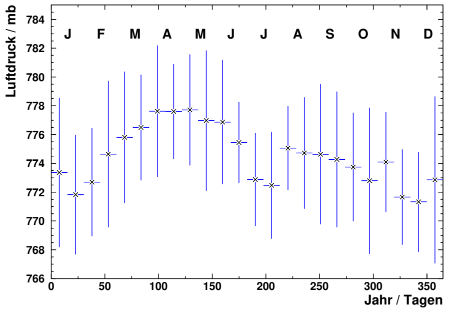


Abb. A.8: Jahresverlauf des mittleren Luftdrucks

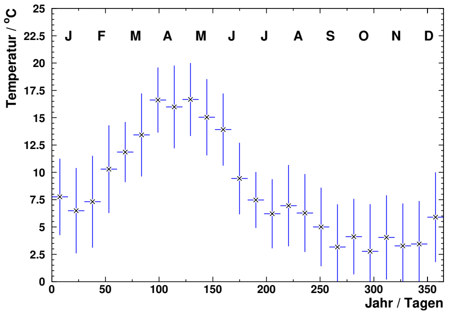


Abb. A.9: Jahresverlauf der mittleren Lufttemperatur

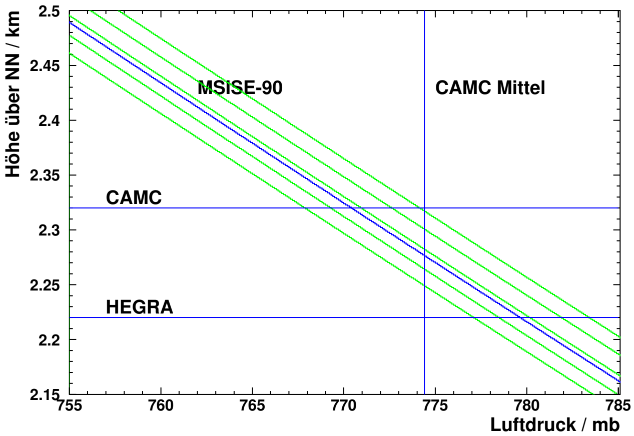


Abb. A.10: Luftdruck wie er durch das MSISE-90 Modell für La Palma als Funktion der Höhe über Normal Null bestimmt wird. Die durchgezogene Funktion stellt das Jahresmittel dar und die gestrichelten Werte im Abstand von zwei Monaten (von unten nach oben: Januar/November, September, Juli, März, Mai).

Anhang B. Mathematische Details und Formelsammlung

In der Hochenergieastrophysik haben sich einige mathematische Verfahren als Standardmethoden etabliert. Diese sein hier kurz als Formelsammlung zusammengefaßt.
Weiter wird hier auf das Problem statistisch nicht unabhängiger Tests eingegangen, für dessen Behandlung kein allgemein akzeptiertes Verfahren existiert.

Quellbingröße, Suchradius

Das erste Problem, welches bei einer Analyse auftritt, ist die Wahl eines Raumwinkelbereichs, der als Quellgebiet interpretiert wird. Die Wahl des Suchradius hängt von der Winkelauflösung des Detektors ab und zielt darauf, das beste Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erreichen.
Bei Quellgebieten, die wesentlich größer als die Winkelauflösung sind, kann einfach die geometrische Ausdehnung als Suchradius verwendet werden. Bei Punktquellen dagegen ist die Auswaschung des Signals durch die endliche Winkelauflösung zu beachten. Das optimale Verhältnis von Signal zu Untergrund erlangt man bei einer kleineren Anzahl von Schauern N in Verbindung mit einer Punktquell-Hypothese für einen runden Suchbereich mit dem Suchradius

$$R_o = (1.58 + 0.7 \cdot e^{-0.88 N^{0.36}}) \times \sigma \tag{B.1}$$

oder im Grenzfall sehr vieler Ereignisse mit einem Suchradius von

$$R_o = 1.58\sigma = 1.12\sigma_{63\%} \tag{B.2}$$

Ein entsprechendes quadratisches Bin sollte die Kantenlängen $2.81\ \sigma_{63\%}$ (oder $3.96\ \sigma$) in Deklination und $2.81\ \sigma_{63\%}\ /\ \cos(\delta)$ in Rektaszension aufweisen. Hier wird die maximal erreichbare Signifikanz lediglich um 1.5% gegen das optimale Kreisbin unterdrückt.
Bei einem einmaligen Test oder einer eindimensionalen Analyse wird das Quellbin noch durch eine mögliche Missweisung beeinflußt. Hier sind Quellbin-Radius und Missweisung quadratisch zu addieren, vorausgesetzt die Missweisung ist klein gegen die Winkelauflösung.
Zur Analyse werden alle Schauer, deren Winkelabstand von der Testposition kleiner als der Suchradius ist, in ein sogenanntes Quellbin aufsummiert. Dieses Bin wird dann mit einer geeigneten Untergrunderwartung verglichen.

Statistische Signifikanz nach Li und Ma

Hat man einen Suchradius oder ein andersartig definiertes Quellgebiet festgelegt, so kann dieses mit einer Untergrunderwartung verglichen werden und die Signifikanz der Abweichung der beiden Zahlen ermittelt werden.
Die Standardmethode, Signifikanzen in der Hochenergieastrophysik zu bestimmen, geht auf Li und Ma zurück [Li & Ma, 1983]. In ihrer Formel gehen die Anzahl der Schauer in der Untergrunderwartung ('off' für off-source / neben der Quelle) und des Quellbereichs ('on') ein. Weiter beschreibt der Faktor α das Verhältnis der Datenmenge, die zur Untergrundberechnung herangezogen wurden, und der zu testenden Datenmenge. Im Fall der Untergrundbestimmung nach Kapitel 9 wird der Gesamtdatensatz zur Untergrundbestimmung herangezogen und mit einem kleinen Ausschnitt dieser Datenmenge verglichen. Der Wert α beschreibt dann die kleinere statistische Unsicherheit im Untergrundbin im Vergleich zum Datenbin.

$$S = \sqrt{2} \cdot [a_1 + a_2]^{1/2} \tag{B.3}$$

$$a_1 = N_{on} \cdot \ln\left(\left(\frac{1+\alpha}{\alpha}\right) \cdot \left(\frac{N_{on}}{N_{on}+N_{off}}\right)\right) \tag{B.4}$$

$$a_2 = N_{off} \cdot \ln\left(\left(1+\alpha\right) \cdot \left(\frac{N_{off}}{N_{on}+n_{off}}\right)\right) \tag{B.5}$$

Die Formel beschreibt die Signifikanz eines Signals gut, falls mehr als 10 Ereignisse im On- und Off-Bereich vorhanden sind und die Signifikanz nicht zu groß wird.
Die Unterschiede der Varianzen für Untergrund und Daten gehen in die Formel über den Wert α ein. Da wir bei der Berechnung der Untergrunderwartung (siehe Kapitel 9) die Normierung der Anzahl der Untergrund- und Datenereignisse gleichsetzen, ist hier eine gesonderte Behandlung notwendig. Da der Inhalt zu jeder Definition eines Quellbereichs von Daten und Untergrundbin ungefähr gleich ist, würde dies einem Faktor $\alpha = 1$ entsprechen. Da dem Untergrund jedoch Informationen aus erheblich mehr Messungen, als dem Datenbin zu Grunde liegen ist der reale Wert $\alpha \ll 1$. Gehen wir z.B für eine Punktquellensuche zum realen Wert $\alpha = 10^{-3}$ über und skalieren den Untergrund entsprechend, so werden die Berechnungen in der Realisierung numerisch ungenau.
Der Formel B.3 liegt grob die Annahme zu Grunde, daß sich die Varianz als Addition der Varianzen von Untergrund und Daten ergibt $\sigma = \sqrt{\sigma_{on}^2 + \sigma_{off}^2}$. Verbleiben wir bei der Annahme $N_{on} \sim N_{off}$ und beachten, daß die Varianz des Untergrundes wesentlich kleiner, als die der Daten ist, so müssen wir die Formel um einen Faktor $\sqrt{2}$ korrigieren, wenn wir den Wert $\alpha = 1$ beibehalten. Dies entspricht einem 'perfekten' Untergrund.
Die in der Analyse verwendet Formel zur Signifikanzbestimmung lautet damit

$$S = 2 \cdot [a_1 + a_2]^{1/2} \qquad \text{mit } \alpha = 1 \tag{B.6}$$

Für Punktquellen zeigt die Signifikanzverteilung, daß die Näherung angemessen ist. Für ausgedehnte Quellbereiche, wird der Untergrund von einem kleineren unabhängigen Anteil der Daten bestimmt und die Annahme wird 'falsch'. Die hierdurch bedingte Verbreiterung der Signifikanzverteilung ist jedoch immer kleiner als $\sqrt{2}$ und für eine Suchradius von $5°$ beträgt die Verbreiterung auf Grund der Näherung lediglich 5%, während die reale Verbreiterung rund 20% beträgt.
Diese Verbreiterung läßt sich durch die statistische Abhängigkeit der Suchbereiche, dem sogenannten Oversampling (siehe unten), erklären. Bereits ab einem Suchradius von $2°$ ist diese Verbreiterung wesentlich ausgeprägter, als der Fehler, den obige Näherung verursacht. Da sich der Effekt des Oversamplings nicht eindeutig numerisch beschreiben läßt, verzichten wir auf die sehr aufwendige Berechnung des exakten Wertes für α und gehen von der oben beschriebenen Näherung für einen statistisch 'perfekt' beschriebenen Untergrund aus.

Bestimmung oberer Flußgrenzen

Hat man in der Suche keine signifikante Quelle gefunden, von der der Quellfluß berechnet werden kann, so ist es notwendig die Obergrenze eine Quellflusses Φ_Q zu bestimmen. Allgemein erfolgt die Bestimmung einer Flußobergrenze in der Hochenergieastrophysik nach dem Ansatz

$$\Phi_Q \leq \Phi_{ul}(E > E_{0,\gamma}) = \Phi_{KS}(E > E_{0,KS}) \cdot \Omega_s \cdot \frac{N_{ul}}{0.73 \cdot N_{off}} \tag{B.7}$$

Die Obergrenze des Photonflusses einer Quelle Φ_{ul} wird in Relation zum Fluß der kosmischen Strahlung Φ_{KS} gesetzt. Dabei wird die Anzahl der gemessenen Untergrundereignisse (N_{off}) und der Raumwinkel der Quellregion (Ω_s) verwendet und die eventuell

unterschiedliche Energieschwelle zum Nachweis von Photonen und Hadronen beachtet. Der Faktor '0.73' entspricht dem Anteil des Quellflusses, der bei optimaler Wahl des Suchradius im Suchradius gemessen wird. Für die Analyse der Projektionen in Kapitel 11 ist dieser Wert durch '0.64' zu ersetzen.
Abweichend von anderen HEGRA Analysen wird das Spektrum nach Gleichung 1.6 verwendet. Das Verhältnis von $E_{0,\gamma}/E_{0,KS} = 0.8$ wurde aus Monte-Carlo-Rechnungen gewonnen.
Der Parameter 'N_{ul}' beschreibt daß 'upper limit', also die maximale Anzahl der Schauer, die in den Daten des Quellbereichs der Quelle zugeordnet werden können. Dieser Wert ist für ein bestimmtes Vertrauensniveau zu bestimmen, welches in der Hochenergieastrophysik zumeist als 90%-Wert verwendet wird.
Das genaue Verfahren zur Bestimmung der Obergrenze entspricht der Beschreibung nach [Helene, 1983]. Diese Obergrenze entspricht der Differenz der Anzahl gemessener Schauer (N_{on}) und der Untergrunderwartung (N_{off}) und einer zusätzlichen Zahl von Schauern, die sich aus der statischen Unsicherheit der Messungen ergibt. Zum 90% Vertrauensniveau wird somit grob das 1.64-fache der Varianz des Signals $(1/\sqrt{N_{on}})$ zum 'Signal' $(N_{on} - N_{off})$ addiert.

Statistik bei Mehrfachverwendung – Oversampling

Das Verfahren von Li und Ma liefert die Signifikanz einer Abweichung von Signal und Untergrunderwartung. Sind die Suchregionen der einzelnen Testpositionen räumlich nicht überlagert, so kann man aus der Signifikanzverteilung direkt auf die Zufallswahrscheinlichkeit schließen, ein solches Ergebnis zu erlangen.
Bei einer Suche mit nicht überlappenden Suchbereichen kann eine Quelle jedoch z.B. zwischen zwei Testpositionen liegen und somit von keinem Test optimal nachgewiesen werden. Deshalb verwendet man viele Testpositionen, deren Suchregionen überlappen, um alle Himmelsbereiche gleichwertig abzusuchen.
Für die Bestimmung der Zufallswahrscheinlichkeiten bei einem solchen Oversampling und damit für die Interpretation der Signifikanzverteilung gibt es kein allgemein akzeptiertes Verfahren. Hier wurde folgende Hypothese für eine zu Grunde liegende N(0,1)-Verteilung untersucht:

- Jeder einzelne Test ist im Rahmen der Li&Ma Analyse zulässig.
- Die Anzahl *unabhängiger* Suchen gibt die maximale Streubreite der Signifikanzen vor.
- Jeweils eine Teilmenge der Testpositionen ist statistisch unabhängig und füllt somit die maximale Streubreite aus.
- Faßt man alle Testpositionen in einer Signifikanzverteilung zusammen, so füllt diese die maximale Breite aus.
- Die Amplitude der Verteilung entspricht jedoch nicht der einer Gaußglocke zu der maximalen Signifikanz.

Die 'falsche' Amplitude wird bereinigt, indem der Eintrag jeder Testposition gewichtet wird. Als Gewicht wird das Verhältnis der statistisch unabhängigen Tests n zur Gesamtanzahl N verwendet. Dieses Verhältnis ist der reziproke Oversamplingfaktor $O = N/n$. Die resultierende Signifikanzverteilung soll wiederum durch eine N(0,1)-Verteilung beschrieben werden.
Diese Hypothese wurde für Verteilungen getestet, die durch Zufallsgeneratoren erzeugt wurden. Für kleine Oversamplingfaktoren $O \ll 50$ wurde die Hypothese bestätigt. Bei wachsendem Oversamplingfaktor wurde eine breitere Verteilung, als den Tests zu Grunde liegt, erzeugt und für Faktoren von $O \gg 100$ bildete sich eine asymmetrische Abweichung zu großen positiven oder negativen Signifikanzen aus. Eine Systematik für dieses Verhalten konnte nicht ermittelt werden. Es sei betont, daß die Signifikanz für jede ein-

zelne Testposition, soweit sie mit dem Li und Ma Formalismus bestimmt werden darf, exakt bestimmt ist und lediglich die Interpretation der Zufallswahrscheinlichkeit schwierig ist.
Da die Hypothese für große Oversamplingfaktoren nicht bestätigt wurde, erfolgt die Bestimmung der Zufallswahrscheinlichkeit, eine bestimmte Signifikanz an einer Testposition zu bestimmen, durch Monte-Carlo-Methoden. Hierzu wird das Vorgehen der Analyse nachgebildet, indem durch Zufallsgeneratoren mehrfach ein Signal- und ein Untergrunddatensatz erzeugt wird und diese in gleicher Art und Weise wie die Experimentdaten untersucht werden.
Die Wichtung der Tests, durch den reziproken Oversamplingfaktor, wird lediglich in der Darstellung der Signifikanzverteilungen der Himmelskarten in Kapitel 10 verwendet.

Literaturverzeichnis

[Aglietta et al., 1992] M. Aglietta et al. (1992). SEARCH FOR 100 TEV GAMMA-RAY EMISSION FROM THE GALACTIC DISK. Ap. J., 397, 148–152.

[Aglietta et al., 1995] M. Aglietta et al. (1995). -. 24th ICRC Rome, 2, 800.

[Aglietta et al., 1996] M. Aglietta et al. (1996). A MEASUREMENT OF THE SOLAR AND SIDEREAL COSMIC-RAY ANISOTROPY AT $E_0 = 10^{14}\ eV$. Ap. J., 470, 501–505.

[Aharonian, 1995a] F. A. Aharonian (1995). ON THE EMISSIVITY OF π^0-DECAY GAMMA RADIATION IN THE VICINITIES OF ACCELERATORS OF GALACTIC COSMIC RAYS. A. & A. (in press).

[Aharonian, 1995b] F. A. Aharonian (1995). VERY HIGH ENERGY GAMMA-RAY ASTRONOMY AND THE ORIGIN OF COSMIC RAYS. Nucl. Phys. B, 39.

[Aharonian, 1997] F. A. Aharonian (1997). PRIVATE MITTEILUNG. Heidelberg.

[Aharonian et al., 1997] F. A. Aharonian et al. (1997). MEASUREMENT OF THE FLUX, SPECTRUM, AND VARIABILITY OF TEV GAMMA-RAYS FROM MKN 501 DURING A STATE OF HIGH ACTIVITY. A. & A., 327, 5.

[Aharonian & Cronin, 1994] F. A. Aharonian & J. W. Cronin (1994). INFLUENCE OF THE UNIVERSAL MICROWAVE BACKGROUND RADIATION ON THE EXTRAGALACTIC COSMIC-RAY SPECTRUM. Phys. Rev. D, 50(3), 1892–1900.

[Aharonian & Heinzelmann, 1998] F. A. Aharonian & G. Heinzelmann (1998). THE HEGRA EXPERIMENT, STATUS AND RECENT RESULTS. Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 60B, 193–198.

[Akerlof et al., 1997] C. W. Akerlof et al. (1997). A SEARCH FOR CORRELATIONS OF TEV γ-RAYS WITH ULTRA-HIGH ENERGY COSMIC RAYS. astro-ph/9706123.

[Alexandreas et al., 1993] D. E. Alexandreas et al. (1993). POINT SOURCE SEACH TECHNIQUES IN ULTRA HIGH ENERGY GAMMA RAY ASTRONOMY. NIM, A325.

[Alexeenko et al., 1981] V. V. Alexeenko et al. (1981). -. 17th ICRC Paris, 2, 146.

[Allkofer & Grieder, 1984] O. C. Allkofer & P. K. F. Grieder (1984). PHYSICS DATA - COSMIC RAYS ON EARTH. Fachinformationszentrum Karlsruhe, 25.

[Amenomori et al., 1993a] M. Amenomori et al. (1993). COSMIC-RAY DEFICIT FROM THE DIRECTION OF THE MOON AND THE SUN DETECTED WITH TEH TIBET AIR-SHOWER ARRAY. Phys. Rev. D, 47(7).

[Amenomori et al., 1993b] M. Amenomori et al. (1993). DIRECT EVIDENCE OF THE INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD EFFECT ON THE COSMIC-RAY SHADOW OF THE SUN. Ap. J. Lett., 415.

[Amenomori et al., 1997] M. Amenomori et al. (1997). DIFFUSE GAMMA-RAY SEARCH FROM THE GALACTIC PLANE USING THE TIBET AS DATA. 25th ICRC Durban.

[Andreyev et al., 1987] Y. M. Andreyev et al. (1987). -. 20th ICRC Moskau, 2, 22.

[Auger et al., 1939] P. Auger et al. (1939). EXTENSIVE COSMIC-RAY SHOWERS. Rev. Mod. Phys., 11.

[Baltrusaitis et al., 1985] R. M. Baltrusaitis et al. (1985). THE UTHA FLY'S EYE DETECTOR. NIM, A240, 410–428.

[Bercovitch & Agrawal, 1981] M. Bercovitch & S. P. Agrawal (1981). -. 17th ICRC Paris, 10, 246.

[Berezinskii et al., 1990] V. S. Berezinskii et al. (1990). ASTROPHYSICS OF COSMIC RAYS. North Holland.

[Berezinsky et al., 1996] V. S. Berezinsky, P. Blasi & V. S. Ptuskin (1996). CLUSTERS OF GALAXIES AS A STORAGE ROOM FOR COSMIC RAYS. Ap. J., 487.

[Bergeson et al., 1979] H. E. Bergeson et al. (1979). -. 16th ICRC Kyoto, 4, 188.

[Berkovitch & Agrawal, 1981] M. Berkovitch & S. P. Agrawal (1981). -. 17th ICRC Paris, 10, 246.

[Bethe & Heitler, 1934] H. A. Bethe & W. Heitler (1934). -. Proc. Roy. Soc., A146.

[Biermann, 1997] P. L. Biermann (1997). THE ORIGIN OF THE HIGHEST ENERGY COSMIC RAYS. J. Phys. G., 23, 1–27.

[Bird et al., 1994] D. J. Bird et al. (1994). THE COSMIC RAY ENERGY SPECTRUM OBSERVED BY THE FLY'S EYE. Ap. J., 424.

[Bird et al., 1995] D. J. Bird et al. (1995). DETECTION OF A COSMIC RAY WITH MEASURED ENERGY WELL BEYOND THE EXPECTED SPECTRAL CUTOFF DUE TO MICROWAVE RADIATION. Ap. J., 441.

[Böhringer et al., 1994] H. Böhringer et al. (1994). THE STRUCTURE OF THE VIRGO CLUSTER OF GALAXIES FROM ROSAT X-RAY IMAGES. Nature, 368, 828–831.

[Borione et al., 1998] A. Borione et al. (1998). CONSTRAINS ON GAMMA-RAY EMISSION FROM THE GALACTIC PLANE AT 300 TEV. Ap. J., 493.

[Briel et al., 1992] U. G. Briel et al. (1992). OBSERVATION OF THE COMA CLUSTER OF GALAXIES WITH ROSAT DURING THE ALL-SKY SURVEY. A. & A., 259, L31–L34.

[Capdevielle et al., 1992] J. N. Capdevielle et al. (1992). THE KARLSRUHE EXTENSIVE AIR SHOWER SIMULATION CODE COSIKA. KfK-Report 4998.

[Cesarsky, 1980] C. J. Cesarsky (1980). COSMIC-RAY CONFINEMENT IN THE GALAXY. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 18, 289–319.

[Chardonnet et al., 1994] P. Chardonnet et al. (1994). THE GAMMA-RAY DIFFUSE BACKGROUND AND CERENKOV TELESCOPES. ENSLAPP-A-491/94.

[Charles & Seward, 1995] P. A. Charles & F. D. Seward (1995). EXPLORING THE X-RAY UNIVERSE. Cambridge University Press.

[Chudakov et al., 1962] A. E. Chudakov et al. (1962). -. J. Phys. Soc. Jpn., 17, 106.

[Ciampa et al., 1990] D. Ciampa et al. (1990). -. 21th ICRC Adelaide, OG 4.7.3.

[Clark, 1957] G. W. Clark (1957). -. Phys. Rev., 108.

[Clay et al., 1997] R. W. Clay et al. (1997). -. 25th ICRC Durban, 2, 185.

[Compton & Getting, 1935] A. H. Compton & I. A. Getting (1935). -. Phys. Rev., 47.

[Cronin et al., 1992] J. W. Cronin et al. (1992). -. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 28B(213).

[Cutler & Groom, 1991] D. J. Cutler & D. Groom (1991). -. Ap. J., 376, 322.

[Daudin et al., 1956] J. Daudin et al. (1956). -. Nuovo Cimento, 3, 1017.

[Daum et al., 1997] A. Daum et al. (1997). FIRST RESULTS ON THE PERFORMANCE OF THE HEGRA IACT ARRAY. to be published soon.

[Davis et al., 1979] S. T. Davis, H. Elliot & T. Thambyahpillai (1979). -. 16th ICRC Kyoto, 4, 210.

[de Jager & Baring, 1997] O. C. de Jager & M. G. Baring (1997). SUPERNOVA REMNANTS AND PLERIONS IN THE COMPTON GAMMA-RAY OBSERVATORY ERA. Proc. of 4th Compton Symposium (AIP Conf. Proc 410).

[de Vaucouleurs et al., 1956] G. de Vaucouleurs et al. (1956). -. Vista in Astronomy 2, 1584.

[de Vaucouleurs et al., 1976] G. de Vaucouleurs et al. (1976). SECOND REFERENCE CATALOG OF BRIGHT GALAXIES. University of Texas Press, Austin.

[Delvaille, 1962] J. Delvaille (1962). -. Dissertation, Cornell University (N. Y.).

[Digel et al., 1995] S. W. Digel et al. (1995). EGRET OBSERVATIONS OF GAMMA-RAY EMISSION FROM THE INTERSTELLAR GAS IN ORION. Ap. J., 441, 270–280.

[Dolidze, 1980] M. V. Dolidze (1980). -. Soviet. Astr. Lett., 6, 51.

[Dommenget, 1996] D. Dommenget (1996). VERBESSERTE REKONSTRUKTION DES ZENTRUMS EINES LUFTSCHAUERS FÜR DAS HEGRA-EXPERIMENT. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[Eckmann, 1991] R. Eckmann (1991). -. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[Edge et al., 1978] D. Edge et al. (1978). A STUDY OF THE ARRIVAL DIRECTION DISTRIBUTION OF HIGH-ENERGY PARTICLES AS OBSERVED FROM THE NORTHERN HEMISPHERE. J. Phys. G, 4, 133–157.

[Efimov et al., 1991] N. N. Efimov et al. (1991). -. In M. Nagano & F. Takahara (Eds.), Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays, volume 20: Singapare: World Scientific.

[Efimov et al., 1983] N. N. Efimov, A. A. Mikhailov & M. I. Pravdin (1983). -. 18th ICRC Bangalore, 2, 123,149.

[Elbert & Sommers, 1995] J. W. Elbert & P. Sommers (1995). IN SEARCH OF A SOURCE FOR TEH 320 EEV FLY' S EYE COSMIC RAY. Ap. J., 441, 151–161.

[Escobar et al., 1960] I. Escobar et al. (1960). -. Planet. Space Sci., 2, 187.

[Feitzinger & Strüwe, 1984] J. V. Feitzinger & J. A. Strüwe (1984). -. Astr. Ap. Suppl., 58, 365.

[Fenton & Fenton, 1976] A. G. Fenton & K. B. Fenton (1976). -. Proc. ICRS Tokyo, (pp. 313).

[Fenton et al., 1995] K. B. Fenton et al. (1995). -. 24th ICRC Rome, 4, 635.

[Fermi, 1949] E. Fermi (1949). -. Phys. Rev., 75.

[Fernandez, 1993] P. Fernandez (1993). SEARCH FOR DISCRETE GAMMA-RAY SOURCES OF UHE RADIATION WITH THE HEGRA EXPERIMENT. Dissertation, Christian-Albrechts-Universität Kiel.

[Fichtel et al., 1972] C. E. Fichtel et al. (1972). -. Ap. J., 171, 31.

[Fichtel et al., 1975] C. E. Fichtel et al. (1975). -. Ap. J., 198, 163.

[Fichtel & Linsley, 1986] C. E. Fichtel & J. Linsley (1986). -. Ap. J., 300, 474–487.

[Fonseca et al., 1997] V. Fonseca et al. (1997). PROPOSAL FOR AGN OBSREVATION PROGRAM WITH HEGRA CTS. HEGRA interner Report.

[Frisch, 1997] P. C. Frisch (1997). THE JOURNEY OF THE SUN. astro-ph/9705231 (submitted to Science).

[Gaisser, 1990] T. K. Gaisser (1990). COSMIC RAY AND PARTICLE PHYSICS. Cambridge University Press.

[Georgelin & Georgelin, 1976] Y. M. Georgelin & Y. P. Georgelin (1976). -. A & A, 49(57).

[Giovannelli et al., 1996] F. Giovannelli et al. (1996). -. J. Phys. G: Nucl. Phys., in press.

[Gombosi et al., 1975] T. Gombosi et al. (1975). -. Nature, 255.

[Gombosi et al., 1977] T. Gombosi et al. (1977). -. 15th ICRC Plovdiv, 11.

[Green, 1996] D. A. Green (1996). A CATALOG OF GALACTIC SUPERNOVA REMNANTS (1996 AUGUST VERSION). Mullard Radio Astronomy Observatory, Cambridge, United Kingdom (available on World Wide Web `http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/`).

[Greisen, 1960] K. Greisen (1960). -. Ann. Rev. Nuc. Sci., 10, 63.

[Greisen, 1966] K. Greisen (1966). -. Phys. Rev. Lett., 16, 748.

[Halzen, 1997] F. Halzen (1997). VERY HIGH ENERGY PHENOMENA IN THE UNIVERSE: SUMMARY TALK OF MORIOND 97. astro-ph/9703004 and MADPH-97-987 (Talk at: XXXIInd Rencontre de Moriond, Les Arcs, France 197).

[Haustein, 1996] V. Haustein (1996). MESSUNGEN DER ANKUNFTSZEITVERTEILUNG VON LUFT-CHERENKOVPHOTONEN MIT EINEM FLASH-ADC-SYSTEM ZUR BE-

STIMMUNG DER ENERGIE UND DER KOMPOSITION DER PRIMÄREN KOSMISCHEN STRAHLUNG IM ENERGIEBEREICH VON 10^{14} - 10^{16} EV. Dissertation, Universität Hamburg.

[Hayashida et al., 1994] N. Hayashida et al. (1994). OBSERVATION OF A VERY ENERGETIC COSMIC RAY WELL BEYOND THE PREDICTED 2.7K CUTOFF IN THE PRIMARY ENERGY SPECTRUM. Phys. Rev. Lett., 73.

[Hayashida et al., 1996] N. Hayashida et al. (1996). A POSSIBLE CORRELATION OF MOST ENERGETIC COSMIC RAYS OBSERVED BY AGASA WITH SUPERGALACTIC STRUCTURE. Phys. Rev. Lett., 77.

[Helene, 1983] O. Helene (1983). UPPER LIMITS OF PEAK AREAS. NIM, 212, 319–322.

[Helfer & Blitz, 1996] T. T. Helfer & L. Blitz (1996). DENSE GAS IN THE MILKY WAY. Ap. J., 478.

[Henbest & Couper, 1996] N. Henbest & H. Couper (1996). DIE MILCHSTRASSE. Birhäuser Verlag.

[Hess, 1998] M. Hess (1998). UNTERSUCHUNG DER STRUKTUR VON LUFTSCHAUERN UND SUCHE NACH TEV-GAMMA-STRAHLUNG VON SUPERNOVA-ÜBERRESTEN. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.

[Hess, 1912] V. F. Hess (1912). OBSERVATION OF PENETRATING RADIATION ON SEVEN BALLON FLIGHTS. Physik. Zeitschr., 13.

[Hillas, 1984] A. M. Hillas (1984). THE ORIGIN OF ULTRA HIGH ENERGY COSMIC RAYS. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 425–444.

[Hillas, 1985] A. M. Hillas (1985). -. In 19th ICRC La Jolla, volume 3 (pp. 445).

[Hillas & Gaisser, 1977] A. M. Hillas & T. K. Gaisser (1977). -. In 15th ICRC Plovdiv, volume 8 (pp. 353).

[Horns, 1997a] D. Horns (1997). HEGRA-INTERNER ANTRAG UM MESSZEIT MIT DEM CHERENKOV TELESKOP SYSTEM. Hamburg.

[Horns, 1997b] D. Horns (1997). UNTERSUCHUNG DES ENERGIESPEKTRUMS UND DER CHEMISCHEN ZUSAMMENSETZUNG DER KOSMISCHEN PRIMÄRSTRAHLUNG VON $3 \cdot 10^{14}$ BIS 10^{16} EV. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[Hunter et al., 1994] S. D. Hunter et al. (1994). GAMMA-RAY OBSERVATIONS OF OPHIUCHUS WITH EGRET: THE DIFFUSE EMISSION AND POINT SOURCES. Ap. J., 436, 216–228.

[Hunter et al., 1997] S. D. Hunter et al. (1997). EGRET OBSERVATIONS OF THE DIFFUSE GAMMA-RAY EMISSION FROM THE GALACTIC PLANE. Ap. J., 481, 205–240.

[International Scientific Committee, 1995] International Scientific Committee (1995). IAC ANNUAL REPORT 1995. -.

[Kamata & Nishimura, 1958] K. Kamata & J. Nishimura (1958). -. Prog. Theo. Phys., 6, 93–100.

[Kanbach, 1998] G. Kanbach (1998). PRIVATE MITTEILUNG. Status der EGRET Analyse des Gould Gürtels.

[Karle, 1994] A. Karle (1994). ENTWICKLUNG EINES NEUARTIGEN ATMOSPHÄRISCHEN TSCHERENKOVDETEKTORS UND MESSUNGEN AN HOCHENERGETISCHER KOSMISCHER STRAHLUNG ZWISCHEN 15 UND 1000TEV. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München.

[Karle et al., 1995a] A. Karle et al. (1995). DESIGN AND PERFORMANCE OF THE ANGLE INTEGRATING CHERENKOV ARRAY AIROBICC. Ap. Phys., 3.

[Karle et al., 1995b] A. Karle et al. (1995). SEARCH FOR ISOTROPIC GAMMA RADIATION IN THE COSMOLOGICAL WINDOW BETWEEN 65 AND 200 TEV. Phys. Lett. B, 347.

[Kewley et al., 1996] L. J. Kewley, R. W. Clay & B. R. Dawson (1996). ARRIVAL DI-

RECTION OF THE SOUTHERN HIGHEST ENERGY COSMIC RAYS. Astropart.

[Kifune et al., 1986] T. Kifune et al. (1986). ANISOTROPY OF THE ARRIVAL DIRECTION OF EXTENSIVE AIR SHOWERS OBSERVED AT AKENO. J. Phys. G, 12, 129–142.

[Kraushaar et al., 1972] W. Kraushaar et al. (1972). -. Ap. J., 177, 341.

[Krawczynski, 1994] H. Krawczynski (1994). VERBESSERTE RICHTUNGSREKONSTRUKTION VON LUFTSCHAUERN FÜR EIN SZINTILLATORFELD UND REANALYSE EINES SIGNALS VON CYGNUS X-3. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[Krawczynski, 1997] H. Krawczynski (1997). SEARCH FOR TEV COUNTERPARTS OF GAMMA-RAY BURSTS WITH THE HEGRA DETECTOR. Dissertation, Universität Hamburg.

[Krawczynski et al., 1996] H. Krawczynski et al. (1996). AN OPTIMIZED METHOD FOR RECONSTRUCTION OF THE DIRECTION OF AIR SHOWER FOR SCINTILLATOR ARRAYS. NIM, A383, 431–440.

[Krennrich, 1995] F. Krennrich (1995). BEOBACHTUNG VON TEV-PHOTONEN AUS DER RICHTUNG DES KREBSNEBELS MIT DEM 5 M^2-TSCHERENKOVTELESKOP DES HEGRA-DETEKTORS. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München.

[Kristiansen et al., 1997] G. B. Kristiansen et al. (1997). ON THE POSSIBLE SOURCEES OF ULTRA-HIGH ENERGY COSMIC RAYS. 25th ICRC Durban.

[Kühn, 1995] M. Kühn (1995). UNTERSUCHUNGEN GALAKTISCHER UND EXTRAGALAKTISCHER OBJEKTE AUF ABSTRAHLUNG VON γ-QUANTEN ULTRAHOHER ENERGIEN MIT DEM ERWEITERTEN HEGRA-DETEKTOR. Dissertation, Christian-Albrechts-Universität Kiel.

[Lamb & Macomb, 1997] R. C. Lamb & D. J. Macomb (1997). POINT SOURCES OF GEV GAMMA RAYS. Ap. J., 488, 872.

[Lang, 1974] K. R. Lang (1974). ASTROPHYSICAL FORMULAE. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.

[Lee et al., 1995] S. L. Lee, A. V. Olinto & G. Sigl (1995). EXTRAGALACTIC MAGNETIC FIELDS AND THE HIGHEST ENERGY COSMIC RAYS. Ap. J., 455, L21–L24.

[Lee & Ng, 1987] Y. W. Lee & L. K. Ng (1987). -. 20th ICRC Moskau, 2, 18.

[Lemoine et al., 1997] M. Lemoine et al. (1997). ULTRA-HIGH ENERGY COSMIC RAY SOURCES AND LARGE SCALE MAGNETIC FIELDS. Ap. J. Lett., 486, 115.

[Li & Ma, 1983] T. P. Li & Y. Q. Ma (1983). ANALYSIS METHODES FOR RESULTS IN GAMMA-RAY ASTRONOMY. Ap. J., 272.

[Lindner, 1996] A. Lindner (1996). PRIVATE MITTEILUNGEN; BEITRAG ZUR 'XVTH CRACOW SUMMER SCHOOL OF COSMOLOGY' ; ARTIKEL IN VORBEREITUNG: ENERGY RECONSTRUCTION AND COMPOSITION ANALYSIS.

[Lindner et al., 1997] A. Lindner et al. (1997). STATUS AND NEW RESULTS OF THE HEGRA EXPERIMENT. 25th ICRC Durban; OG 10.3.36.

[Linsley, 1983] J. Linsley (1983). -. 18th ICRC Bangalore, 12, 135.

[Linsley, 1987] J. Linsley (1987). -. In 20th ICRC Moskau, volume 2 (pp. 442).

[Lloyd-Evans, 1982] J. Lloyd-Evans (1982). -. Dissertation, Leeds University.

[Longair, 1994] M. S. Longair (1994). HIGH ENERGY ASTROPHYSICS, VOLUME 1+2, 2ND EDITION. Cambridge University Press.

[Lynds, 1962] B. T. Lynds (1962). -. Ap. J. Suppl., 7, 1.

[MacMinn & Primack, 1996] D. MacMinn & J. Primack (1996). PROBING THE ERA OF GALAXY FORMATION VIA TEV GAMMA RAY ABSORPTION BY THE NEAR INFRARED EXTRAGALACTIC BACKGROUND. Space Science Reviews, 75.

[Manchanda et al., 1996] R. K. Manchanda et al. (1996). X-RAY AND γ-RAY EMISSIOON IN OPEN CLUSTERS. Astron. Astrophys., 305.

[Mannheim et al., 1996] K. Mannheim et al. (1996). BEACONS AT THE GAMMA RAY HORIZON. A. & A., 315, 77–85.

[Martinez et al., 1995] S. Martinez et al. (1995). MONTE CARLO SIMULATION OF THE HEGRA COSMIC RAY DETECTOR PERFORMANCE. NIM A, 357, 567.

[Matthews, 1990] J. Matthews (1990). -. AIP Conf. Proc. 220.

[Mayer-Hasselwander et al., 1982] H. Mayer-Hasselwander et al. (1982). -. A. & A., 105, 164.

[Medina Tanco, 1997] G. A. Medina Tanco (1997). CLUSTERING OF ULTRA-HIGH ENERGY COSMIC RAYS: SOURCES AND TIME DELAY. 25th ICRC Durban.

[Medina Tanco & de Gouveia Dal Pino, 1997] G. A. Medina Tanco & E. M. de Gouveia Dal Pino (1997). GALACTIC DIFFUSE GAMMA-RAY EMISSION AT TEV ENERGIES AND THE ULTRA-HIGH ENERGY COSMIC RAYS. astro-ph/9707023.

[Merck, 1993] M. Merck (1993). SUCHE NACH QUELLEN ULTRAHOCHENERGETISCHER KOSMISCHER STRAHLUNG MIT DEM HEGRA-DETEKTOR. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München.

[Meyer, 1997] H. Meyer (1997). PHOTONS FROM THE UNIVERSE. Invited talk at Photon '97, Egmond aan Zee, Netherland.

[Mildahn & Prietz, 1997] S. Mildahn & T. Prietz (1997). DIPLOMARBEITEN IN VORBEREITUNG. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[Mizuno et al., 1995] A. Mizuno et al. (1995). OVERALL DISTRIBUTION OF DENSE MOLECULAR GAS AND STAR FORMATION IN THE TAURUS CLOUD COMPLEX. Ap. J., 445, L161–L165.

[Mori et al., 1997] A. Mori et al. (1997). CYGNUS X-3 NAD EGRET GAMMA-RAY OBSERVATIONS. Ap. J., 476, 842–846.

[Mori et al., 1995] S. Mori et al. (1995). -. 24th ICRC Rome, 4, 648.

[Mukherjee et al., 1997] R. Mukherjee, I. a. Grenier & D. J. Thompson (1997). ON THE NATURE OF THE UNIDENTIFIED EGRET SOURCES. Proc. of 4th Compton Symposium (AIP Conf. Proc 410).

[Munakata et al., 1997] K. Munakata et al. (1997). -. 25th ICRC Durban, 2, 153.

[Munataka et al., 1995] K. Munataka et al. (1995). -. 24th ICRC Rome, 4, 639.

[Mundzeck, 1997] T. Mundzeck (1997). DIPLOMARBEIT IN VORBEREITUNG. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[Nagashima, 1989] K. Nagashima (1989). -. Nuvo Cim., 12, 695.

[Nagashima et al., 1983] K. Nagashima et al. (1983). -. 18th ICRC Bangalore, 3, 379.

[Nagashima et al., 1985] K. Nagashima et al. (1985). -. Planet. Space Sci., 33, 395.

[Onishi et al., 1996] T. Onishi et al. (1996). A CO SURVEY OF DENSE CLOUD CORES IN TAURUS: CORE PROPERTIES. Ap. J., 465, 815–824.

[Parker, 1991] E. N. Parker (1991). THE MAGNETIC FIELD OF THE GALAXY. In 22th ICRC Dublin, volume 1 (pp.35).

[Pätzold, 1997] K. Pätzold (1997). IN VORBEREITUNG. Diplom Arbeit, Universität Hamburg.

[Petry et al., 1996] D. Petry et al. (1996). DETECTION OF VHE GAMMA-RAYS FROM MKN 421 WITH THE HEGRA CHERENKOV TELESCOPES. Astron. Astrophys., 311.

[Petry, 1997] J. Petry (1997). VERFAHREN ZUR REKONSTRUKTION DER SCHAUERRICHTUNG AUS HEGRA-GEIGERTURMDATEN UND DIE BESTIMMUNG DER ABSOLUTEN ORIENTIERUNG DER DETEKTORKOMPONENTEN. Diplom Arbeit, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal.

[Porter & Protheroe, 1997] T. A. Porter & R. J. Protheroe (1997). COSMIC RAY ELECTRONS AND THE DIFFUSE GAMMA RAY SPECTRUM. J. Phys. G, 23.

[Prahl, 1995] J. Prahl (1995). -. In 24th ICRC Rom, volume 2 (pp. 354).

[Prahl, 1996] J. Prahl (1996). FLUX UPPER LIMITS FOR VARIOUS GAMMA-RAY POINT SOURCES OBSERVED WITH THE HEGRA SCINTILLATOR ARRAY, HEGRA INTERNAL REPORT.

[Prahl, 1997] J. Prahl (1997). DISSERTATION IN VORBEREITUNG. Dissertation, Universität Hamburg.

[Prosch, 1997] C. Prosch (1997). SUCHE NACH SUPERNOVAÜBERRESTEN ALS QUELLEN DER KOSMSICHEN STRAHLUNG IM ENERGIEBEREICH OBERHALB VON 14 TEV MIT DEM AIROBICC-DETEKTOR DES HEGRA-EXPERIMENTES. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München.

[Prosch et al., 1996] C. Prosch et al. (1996). SEARCH FOR VERY HIGH ENERGY GAMMA RADIATION FROM THE RADIO BRIGHT REGION DR4 OF THE SNR G78.2+2.1. A. & A., 320, L5.

[Protheroe, 1996] R. J. Protheroe (1996). ORIGIN AND PROPAGATION OF THE HIGHEST ENERGY COSMIC RAYS. Lecture at 10th international school of cosmic ray astrophysics, Erice, June 1996.

[Protheroe et al., 1997] R. J. Protheroe et al. (1997). VERY HIGH ENERGY GAMMA RAYS FROM MARKARIAN 501. 25th ICRC Durban (Highlight Session).

[Protheroe & Biermann, 1996] R. J. Protheroe & P. L. Biermann (1996). A NEW ESTIMATE OF THE EXTRAGALACTIC RADIO BACKGROUND AND IMPLICATIONS FOR ULTRA-HIGH-ENERGY γ-RAY PROPAGATION. Astropart. Phys., 6, 45–54.

[Punch et al., 1992] M. Punch et al. (1992). DETECTION OF TEV PHOTONS FROM THE ACTIVE GALAXY MARKARIAN 421. Nature, 358, 477.

[Rachen & Biermann, 1993] J. P. Rachen & P. L. Biermann (1993). EXTRAGALACTIC ULTRA-HIGH ENERGY COSMIC RAYS (PART 1). A & A, 272, 161–175.

[Ramana Murthy & Wolfendale, 1986] P. V. Ramana Murthy & A. W. Wolfendale (1986). GAMM-RAY ASTRONOMY. Cambridge Univerity Press (Astrophysics Series).

[Reynolds et al., 1993] P. T. Reynolds et al. (1993). SURVEY OF CANDIDATE GAMMA-RAY SOURCES AT TEV ENERGIES USING A HIGH-RESOLUTION CHERENKOV IMAGING SYSTEM: 1988-1991. Ap. J., 404, 206–218.

[Rohde et al., 1996] W. Rohde et al. (1996). DESIGN AND PERFORMANCE OF THE LEAD-CONCRETE GEIGER TOWER ARRAY WITHIN THE HEGRA EXPERIMENT. Nucl. Instr. Methods A, 378.

[Sakakibara et al., 1976] S. Sakakibara et al. (1976). -. Proc. ICRS Tokyo, (pp. 316).

[Sakakibara et al., 1979] S. Sakakibara et al. (1979). -. 16th ICRC Kyoto, 4, 216.

[Sakurazawa et al., 1997] K. Sakurazawa et al. (1997). OBSERVATION OF SPECTRUM OF TEV GAMMA RAYS UP TO 60 TEV FROM THE CRAB AT THE LARGE ZENITH ANGLES. 25th ICRC Durban.

[Schmele, 1996] D. Schmele (1996). SEARCH FOR COSMIC RAY ANISOTROPIES WITH THE HEGRA DETECTOR ARRAYS,15TH ECRS PERPIGNAN.

[Schönfelder, 1998] V. Schönfelder (1998). GAMMASTRAHLUNG AUS DEM KOSMOS. Phys. Blätter, 4, 325–330.

[Sigl et al., 1997] G. Sigl, M. Lemoine & A. V. Olinto (1997). MAXIMUM LIKELYHOOD ANALYSIS OF CLUSTERS OF ULTRA-HIGH ENERGY COSMIC RAYS. Phys. Rev. D., 56, 4470–4479.

[Sokolsky, 1989] P. Sokolsky (1989). INTRODUCTION TO ULTRAHIGH ENERGY COSMIC RAY PHYSICS. Addison-Wesley Publishing Company, Inc.

[Sreekumar et al., 1998] P. Sreekumar et al. (1998). EGRET OBSERVATIONS OF THE EXTRAGALACTIC GAMMA-RAY EMISSION. Ap. J., 494, 523.

[Stanev, 1996] T. Stanev (1996). ULTRA HIGH ENERGY COSMIC RAYS AND THE LARGE SCALE STRUCTURE OF THE GALACTIC MAGNETIC FIELD. astro-ph/9607086 (submitted to Ap. J.).

[Stanev et al., 1995] T. Stanev et al. (1995). -. Phys. Rev. Lett., 75.

[Stecker et al., 1996] F. W. Stecker, O. C. de Jager & M. H. Salamon (1996). PREDIC-

TED EXTRAGALATIC TEV GAMMA-RAY SOURCES. Ap. J., 479.

[Sterzik, 1997] M. Sterzik (1997). ROSAT UND DIE STERNENTSTEHUNG IN DER MILCHSTRASSE. Phys. Bl., 53(6), 539.

[Strong et al., 1996] A. Strong et al. (1996). -. Proc. 2nd INTEGRAL Workshop; ESA SP-382 (p.533-536).

[Strong et al., 1994] A. W. Strong et al. (1994). -. AP. J. Supp., 425, 92.

[Strong & Mattox, 1996] A. W. Strong & J. R. Mattox (1996). -. A. & A. Lett., 308, 21.

[Strong & Moskalenko, 1998] A. W. Strong & I. V. Moskalenko (1998). MODELLING COSMIC RAYS AND GAMMA RAYS IN THE GALAXY. Ap. J., 493.

[Strong et al., 1997] A. W. Strong, I. V. Moskalenko & V. Schönfelder (1997). -. 25th ICRC Durban, OG-8.1.1.

[Strong & Youssefi, 1996] A. W. Strong & G. Youssefi (1996). GALACTIC COSMIC RAY PROPAGATION: SELF-CONSISTENT MODELS FOR NUCLEI, ELECTRONS AND GAMMA RAYS. A. & A. (submitted).

[Swinson & Nagashima, 1985] D. B. Swinson & K. Nagashima (1985). -. Planet. Space Sci., 33, 1069.

[Tachihara et al., 1996] K. Tachihara et al. (1996). CO (J= 1-0) OBSERVATIONS OF THE LUPUS MOLEKULAR CLOUDS. Publ. Astron. Soc. Japan, 48, 489–502.

[Takahashi et al., 1995] Y. Takahashi et al. (1995). HIGH ENERGY GAMMA RAYS ABOVE 3 TEV OBSERVED BY BALLON-BORNE JACEE EMULSION CHAMBERS. In 24th ICRC Rom, volume 2 (pp. 451).

[Taylor et al., 1987] D. K. Taylor et al. (1987). MOLECULAR CLOUDS AND THE GOULD BELT. Ap. J., 315, 104–121.

[Thambyahpillai, 1983] T. Thambyahpillai (1983). -. 18th ICRC Bangalore, 3, 383.

[Thompson et al., 1995] D. J. Thompson et al. (1995). THE SECOND EGRET CATALOG OF HIGH-ENERGY GAMMA-RAY SOURCES. GSFC preprint, to be published in Ap. J. Sup.

[Ueno et al., 1990] H. Ueno et al. (1990). -. 21th ICRC Adelaide, 6, 361.

[Voigt, 1991] H. H. Voigt (1991). ABRISS DER ASTRONOMIE (5. AUFLAGE). BI Wissenschaftsverlag Mannheim.

[Völk, 1997] H. J. Völk (1997). PARTICLE ACCELERATION AND GAMMA-RAY PRODUCTION IN SHELL REMNANTS. In Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector V. (Kruger Park Workshop). astro-ph/9711204.

[Völk & Aharonian, 1996] H. J. Völk & F. A. Aharonian (1996). TEV GAMMA-RAY ASTROPHYSICS. Kluwer Academic Publishers.

[Völk et al., 1997] H. J. Völk, F. A. Aharonian & D. Breitschwerdt (1997). THE GAMMA-RAY EMISSION OF CLUSTERS OF GALAXIES. 25th ICRC Durban.

[Watson, 1997] A. A. Watson (1997). CHARGED COSMIC RAYS ABOVE 1 TEV (RAPPORTEUR TALK). 25th ICRC Durban.

[Waxman & Coppi, 1996] E. Waxman & P. Coppi (1996). DELAYED GEV-TEV PHOTONS FROM GAMMA-RAY BURSTS PRODUCING HIGH-ENERGY COSMIC RAYS. Ap. J., 464, L75–L78.

[Weeks et al., 1989] T. C. Weeks et al. (1989). OBSERVATION OF TEV GAMMA RAYS FROM THE CRAB NEBULA USING THE ATMOSPHERIC CHERENKOV IMAGING TECHNIC. Ap. J., 342, 379–395.

[Westerhoff, 1996] S. Westerhoff (1996). SEARCH FOR EXTRAGALACTIC γ-RAY POINT SOURCES WITH THE HEGRA AIR SHOWER ARRAY. Dissertation, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal.

[Westerhoff et al., 1995] S. Westerhoff et al. (1995). SEPARATING GAMMA- AND HADRON-INDUCED COSMIC RAY SHOWERS WITH FEED-FORWARD NEURAL

NETWORKS. Astropart. Phys., 4.

[Wiebel, 1994] B. Wiebel (1994). CHEMICAL COMPOSITION IN HIGH ENERGY COSMIC RAYS. WUB 94-08, BUGH Wuppertal.

[Willmer, 1997] M. Willmer (1997). SUCHE NACH QUELLE VON GAMMA-STRAHLUNG MIT ENERGIEN OBERHALB VON 28 TEV MIT DER SZINTILLATIONSZÄHLERMATRIX DES HEGRA-EXPERIMENTES. Dissertation, Christian-Albrechts-Universität Kiel.

[Wittek, 1998] W. Wittek (1998). REANALYSIS OF 1988-1992 SZINTILLATOR DATA. HEGRA interner Report.

[Wolfendale et al., 1983] A. W. Wolfendale et al. (1983). -. Nature, 305, 609.

[Xie et al., 1993] G. Z. Xie et al. (1993). THE RELATION BETWEEN BL LACERTAE OBJECTS AND OVV QUASARS, AND THE UNIFIED MODEL OF BL LACERTAE OBJECTS, FR-I AND FR-II (G) RADIO GALAXIES. A & A, 278, 6–10.

[Yoshida & Dai, 1998] S. Yoshida & H. Dai (1998). THE EXTREMLY HIGH ENERGY COSMIC RAYS. astro-ph/9802294.

[Zatsepin & Kuzmin, 1966] G. T. Zatsepin & V. A. Kuzmin (1966). -. JETP Lett., 4, 78.

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. G. Heinzelmann für die interessante Aufgabenstellung bedanken. Bei ihm und der gesamten Hamburger Gruppe möchte ich mich für die vielen angeregten Diskussionen und die hilfreichen Vorschläge bedanken, wobei ausdrücklich die Diplomanden und unsere Technikerin eingeschlossen seien. Von den fast 20 Personen möchte ich niemanden namentlich hervorheben, da besonders die Zusammenarbeit aller wertvoll und angenehm war.

Die gesamte HEGRA Kollaboration hat zum Gelingen des Experiments beigetragen. Hiermit sei allen für die vielen kleinen und großen Hilfestellungen auf dem gesamten Weg von der Messung über die Datenaufbereitung bis hin zur Analyse gedankt. Hervorheben möchte ich außerhalb der Hamburger Gruppe exemplarisch Herrn Dr. E. Lorenz (MPI f. Physik, München) für sein kontinuierliches Interesse am Fortgang der Arbeit, Herrn Dr. F. A. Aharonian (MPI f. Kernphysik, Heidelberg) für seine wertvollen Hinweise zur Interpretation der Messungen und Herrn K.-H. Becker (BUGH Wuppertal) für vielfältige Einweisungen in die Meßelektronik. Die Schichten auf La Palma werden mir nicht zuletzt durch das enge Zusammenleben und -arbeiten in angenehmer Erinnerung bleiben.

Das wesentliche Hilfsmittel bei der Analyse waren unsere Rechner. Hier möchte ich mich bei der Unix- und der Maschinen-Gruppe des DESY Rechenzentrums für die ausgesprochen gute und fruchtbare Zusammenarbeit und das entgegengebrachte Vertrauen bedanken. Zu Beginn habe ich von ihnen viel lernen können und besonders freut mich, daß ich zum Ende auch als Ratgeber konsultiert wurde.

Für die sofortige freundliche Bereitschaft zur Begutachtung der Arbeit möchte ich mich bei Frau Prof. Dr. B. Naroska (Disputation) und Herrn Prof. Dr. H. J. Gils (Dissertation) bedanken.

Den notwendigen Halt außerhalb der Astronomie haben mir meine Frau Iris, meine Eltern, Schwiegereltern sowie unsere Freunde gegeben. Sie haben durch ihre Geduld, Fürsorge und Liebe entscheidend zur Arbeit beigetragen.